PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 2 | 15. Januar 1930 | 31. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 4 am 1. Februar 1930.

INHALT:

Originalmitteilungen:
V. Pospíšil, Eine neue Kraftwirkung des Lichtes auf die Materie. S. 65.
V. Pospíšil, Zur Nadelstrahlung und Brownscher Bewegung. S. 78.
H. A. Stuart, Über den Verlauf der elektrischen Momente in homologen Reihen. S. 80.
J. Kunz, Bewegung von Licht und Materie im Gravitationsfeld. S. 83.
Tagesereignisse. S. 88.
Personalien. S. 88.
Angebote. S. 88.
Gesuche. S. 88.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Eine neue Kraftwirkung des Lichtes auf die Materie[1]).

Weitere experimentelle Ergebnisse über den Einfluß des Lichtes auf die Brownsche Bewegung der Rußteilchen.

Von V. Pospíšil.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit war, neue experimentelle Erfahrungen über die schon früher aufgefundene Erscheinung, daß intensives Licht, wenn es absorbiert wird, die Brownsche Bewegung (B.B.) vergrößern kann, zu gewinnen. Diese Abhandlung ist eine Fortsetzung von zwei anderen Publikationen[2]), die sich mit jener Erscheinung befassen.

1. Zur Praktik der Messungen.

a) Die Arbeitsmethode ist im wesentlichen unverändert geblieben. Ich habe die B.B. desselben Teilchens bei verschiedenen Beleuchtungsarten punktiert, die so gemessenen mittleren Verschiebungsquadrate (m.Vq.) auf dieselbe Temperatur und Viskosität mit Hilfe der Einsteinschen Grundformel reduziert und der Größe nach verglichen. Die Forderung, daß nur stets dasselbe Teilchen punktiert würde, macht die Arbeit sehr mühsam, und ich habe deshalb in einigen letzten Beobachtungsreihen, wo es nicht möglich oder nötig war, auch verschiedene Teilchen punktiert.

b) Die Beleuchtungsarten, die in verschiedenen Kombinationen benützt wurden, waren:

1. schwaches diffuses Licht — Nullbeleuchtung —, das mit Hilfe von mehrfach zusammengelegten, in den Strahlengang gestellten Papierblättern erhalten wurde; seine Intensität J_0 schwankte um den Wert von 700 erg/cm² sec;

2. intensives, mit Wasser filtriertes Licht verschiedener Lichtquellen; die Intensitäten machten 0,003 bis 3,7 watt/cm² aus;

3. intensives unfiltriertes Licht;

4. intensives, mit Nicolschem Prisma in der x- oder y-Achse polarisiertes Licht.

c) Suspensionsmittel: Wasser, wässerige Zuckerlösungen und Chloroform.

d) Substanz: Bis auf eine Beobachtungsreihe stets Kohlenteilchen. Für wässerige Suspensionen wurde der Ruß auf folgende Art entfettet: er wurde geglüht, in KOH ausgelaugt, filtriert, gewaschen, im Alkohol suspendiert, filtriert, gewaschen und getrocknet[1]). Dann suspendiert er sich sehr leicht. Für Chloroform ist es besser, den rohen Ruß zu benützen.

e) Die Beobachtungsküvetten habe ich mir durch Aufkittung unter Druck der vorher mit Fluorwasserstoff durchgeätzten sehr dünnen Deckgläschen auf die Unterlagsgläser verfertigt. Als Kittmittel dienten Kanadabalsam für Wasser-

1) Vorgetragen auf dem V. Deutschen Physikertag in Prag (15.—21. September 1929).

2) Über die Vergrößerung der B. B. durch Licht, Ann. d. Phys. **83**, 735, 1927 und Zur Nadelstrahlung und B. B., diese Zeitschrift **31**, 78, 1930.

1) Nach Vergleichung der jetzigen und der früheren Resultate ist es vielleicht besser, den Ruß nicht zu entfetten, damit seine Oberfläche nicht angegriffen und seine Absorptionsfähigkeit nicht geändert würde.

und Wasserglas für Chloroformsuspensionen. Die so erhaltenen Gefäße hatten etwa 0,3 mm im Durchmesser und 0,08 mm in der Höhe, so daß die ganze Flüssigkeit gleichmäßig durchstrahlt wurde und keine Strömungen entstehen konnten. Das ist die Hauptbedingung für das Gelingen der hier beschriebenen Untersuchungen.

f) Die Vorbereitung des Präparates. Die mit sehr schwach konzentrierter, fast vollkommen reiner Suspension reich bedeckte Beobachtungsküvette wurde auf kurze Dauer unter ein Rezipient gebracht, damit die okkludierte Luft entweichen könne. Dann wurde das Deckgläschen in einer kleinen Pressevorrichtung sehr gründlich aufgekittet. Zur Kittung diente das Wachskolophonium (besser als Paraffin, welches springt) und für Chloroform bewährte sich vorzüglich das bekannte Klebemittel Syndetikon, welches in die ausgeströmte Suspension direkt gegossen wurde. Die Vorbereitung des Präparates beansprucht die größte Sorgfalt, da es sich um Messungen sehr feiner Effekte handelt. Das Präparat muß hart sein, d. h., wenn es, unter

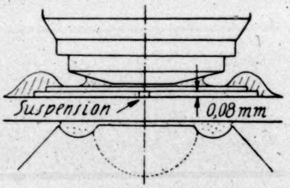

Fig. 1. Beobachtungsküvette.

Mikroskop beobachtet, mit einer Nadel angedrückt wird, so darf die Flüssigkeit keine Strömungen aufweisen. Die Fig. 1 zeigt den Querschnitt der Beobachtungsanordnung, wo die Küvette relativ zu groß gezeichnet ist.

g) Temperaturmessung. Dazu diente eine andere, ganz ähnliche Küvette, die in dem zerschnittenen mittleren Gläschen ein feines Thermoelement *Cu*-Konstantan enthielt. Sie wurde an Stelle der Beobachtungsküvette (mit Suspension gefüllt) in dieselben Verhältnisse (Ölimmersion) gebracht, und nach Erlangen eines stationären Zustandes wurde die Temperatur auf Zehntel Grad gemessen[1]).

1) Das Thermoelement wurde deshalb aus der Beobachtungsküvette ausgeschieden, da die Rinne für die Drähte sehr nachteilig war. Mit Vorteil wurde das Zeisssche Schleifengalvanometer benützt, welches sich praktisch momentan einstellt und so konnte es beim Abschirmen des Lichtes aus dem zuerst rapiden und nachher langsamen Abfall des Schleifens bestimmt werden, um wieviel das das Licht besser absorbierende Thermoelement die Temperatur höher anzeigt, als das Präparat wirklich hatte.

h) Die Teilchengröße zu kennen, war nicht unbedingt notwendig, da es sich stets nur um komparative Methode handelt. Die Kohlenteilchen sind von verschiedener Gestalt und ihr äquivalenter Durchmesser wurde auf ähnliche Weise wie früher bestimmt. Die Teilchengröße ist das unsicherste Element in den mikroskopischen Messungen.

i) Die Lichtintensität in der Suspension wurde mit der früher angegebenen Methode mittels Erwärmung von berußten Silberscheibchen gemessen. Die einfache Einrichtung dazu zeigt die Fig. 2. Trotzdem, daß die wiederholten Messungen dieselben Resultate ergaben, kann man mit Rücksicht auf die leicht bewerkstellbaren Änderungen in der mikroskopischen Beleuchtung die Genauigkeit dieser Messungen nicht allzu hoch abschätzen. Aber wie es sich aus den Resultaten ergibt, sind wir noch weit davon, wo man eine Genauigkeit von nicht zu viel Prozenten verlangen wird. — Drei verschieden große Silberscheibchen und Diaphragmas,

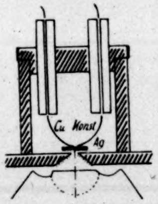

Fig. 2. Einrichtung zur Lichtintensitätsmessung.

sowie auch passende Änderungen der Empfindlichkeit des Galvanometers, erlaubten die Messung in weiten Intervallen. Die kleinste und die größte gemessene Intensität waren im Verhältnisse 1 zu 60.000.

2. Einheiten und Bezeichnungen.

Die m.Vq. sind stets in 10^{-10} cm²/sec angegeben, mit Ausnahme der Tabelle I, wo beliebige Einheiten benützt werden.

Es bedeuten:

ζ die Viskosität,

t_0, t_i und t_{ii} die gemessenen Temperaturen a) bei der Nullbeleuchtung, b) im intensiven, mit Wasser filtrierten Lichte, c) im intensiven unfiltrierten Lichte,

$\overline{\Delta_o^2}$, $\overline{\Delta_i^2}$ und $\overline{\Delta_{ii}^2}$ die bei den durch die Indices angedeuteten Beleuchtungsarten gemessenen, auf gleiche Temperatur und Viskosität noch nicht reduzierten m.Vq.,

Tabelle I.

Schwankungsgrenzen des m. Vq., δ-Abweichung vom Mittel.

B. Reihe	n	$\Sigma(x_0^2+x_i^2)$	$\Sigma(y_0^2+y_i^2)$	δ %	B. R.	n	$\Sigma(x_0^2+x_i^2)$	$\Sigma(y_0^2+y_i^2)$	δ %
1	444	1024	1047	— 1,3	11	454	874	951	— 4,2
2	504	1445	1412	+ 1,1	12	514	1446	1529	— 2,8
3	592	1693	1556	+ 4,2	14	818	2764	2747	+ 0,3
4	514	1363	1396	— 1,2	15	370	809	831	— 1,3
5	498	1112	1109	+ 0,1	16	294	824	836	— 0,7
6	372	383	457	— 8,8	17	406	1185	1162	+ 0,9
7	234	317	319	— 0,3	18	212	439	457	— 2,0
8	146	205	205	0,0	19a, b	412	1106	1172	— 2,9
9	800	2233	1971	+ 6,2	19a, c	412	1027	1000	+ 1,4
10	590	1080	1069	+ 0,5	Σ	8586	21329	21226	+ 0,24

r den äquivalenten Radius der Teilchen,

$o.V.$ die benutzte optische Vergrößerung, welche einer Bildentfernung von 50 cm entsprach,

n die Zahl der in einer Reihe gemessenen Einzelverschiebungen; wo die Reihe doppelt oder dreifach war, steht $n/2$ oder $n/3$;

G die prozentuelle Vergrößerung der reduzierten m.Vq.;

$$G = 100\left(\frac{\overline{\Delta_i^2}}{\overline{\Delta_0^2}} - 1\right); \qquad (1)$$

$\overline{\Delta^2}\|$ und $\overline{\Delta^2}\perp$ bedeuten die m.Vq. parallel bzw. senkrecht auf die Polarisationsebene des wirksamen Lichtes;

A die prozentuelle Assymetrie der m.Vq. im polarisierten Lichte,

$$A = 100\left(\frac{\overline{\Delta^2}\|}{\overline{\Delta^2}\perp} - 1\right). \qquad (1a.)$$

3. Die Schwankungsgrenzen der m.Vq.

Da die Abweichungen zwischen $\overline{\Delta_o^2}$ und $\overline{\Delta_i^2}$ immer in derselben Richtung ausfallen, so kann man darin nicht eine Angelegenheit der Wahrscheinlichkeitsrechnung erblicken, sondern es muß eine physikalische Ursache gesucht werden. Die zahlenmäßigen Angaben über die m.Vq. sind aber mit wahrscheinlichen Schwankungsfehlern behaftet. Wie weit beeinflussen sie folgende Messungen?

Aus den Diagrammen habe ich stets die Verschiebungen längs beider Achsen abgelesen und für das m.Vq. längs einer Achse das Mittel von ihren Quadraten genommen. — Addiert man die den zwei Beleuchtungsarten zugehörenden x-Verschiebungen einer Beobachtungsreihe, und ebenso die y-Verschiebungen, so sollen diese Summen bei sehr großem n einander gleich sein. Sie stellen aber auch ein Beobachtungsmaterial von demselben Gewichte vor, wie es uns zur Bestimmung der $\overline{\Delta_o^2}$ und $\overline{\Delta_i^2}$ zur Verfügung steht. Die relativen Abweichungen dieser Summen von ihrem Mittel können deshalb als ein Maß für die bei der Bestimmung von $\overline{\Delta_o^2}$ und $\overline{\Delta_i^2}$ zu erwartenden wahrscheinlichen Schwankungen dienen.

Für die ersten 19 Beobachtungsreihen ist es in der Tabelle I durchgeführt[1]).

Wenn wir jede Beobachtungsreihe als eine Einzelmessung von gleichem Gewichte betrachten, so haben wir aus $\Sigma\delta^2$ für den mittleren Schwankungsfehler der einzelnen Reihe $\pm$ 3,2 Proz., für den wahrscheinlichen Fehler $\pm$ 2,1 Proz. In einem ungünstigen Falle, wenn $\overline{\Delta_o^2}$ und $\overline{\Delta_i^2}$ in entgegengesetzten Richtungen ausschlagen, ist mit einem wahrscheinlichen Fehler 4,2 Proz. zu rechnen.

4. Untersuchungen über Abhängigkeit von G von der Viskosität des Mittels.

Als verschieden viskose Suspensionsflüssigkeiten benutze ich Wasser und drei wässerige Zuckerlösungen steigender Konzentration. Die Abhängigkeit ihrer Viskositäten von der Temperatur wurde gemessen und sie ist in relativem Maß in der Tabelle II enthalten.

Tabelle II.

Relative Viskosität der Zuckerlösungen.

Temper.	38 Proz.	30 Proz.	22 Proz.	Wasser
20	4,93	2,73	1,93	1
25	4,55	2,56	1,85	1
30	4,16	2,41	1,78	1

1) Über die ausgelassene Reihe 13 siehe weiter.

Tabelle III.

Abhängigkeit der Bewegungsvergrößerung von der Viskosität.

Lichtquelle: Proj.-Glühlampe Osram 500 Watt. $J = 3{,}3$ watt/cm². Wasserfilter 10 cm.

Beob. Reihe	Susp. Mittel	$n/2$	o. V.	$2\,r_\mu$	t_0	t_i	ζ_i	$\overline{\Delta_0^2}$	$\overline{\Delta_i^2}$	G Proz.
1	38% Zucker	222	3840	0,4—0,7	25,4	28,3	0,0361	34,5	44,5	13,8
2	30% „	252	3840	0,4—0,7	25,2	28,3	0,0208	43,6	52,6	8,6
3	22% „	296	3840	0,4—0,7	23,9	27,1	0,0158	41,1	51,7	13,8
4	Wasser	257	2200	0,4—0,8	22,9	25,2	0,0090	117,9	159,4	27,4
5	38% Zucker	249	3840	0,4—0,6	23,0	25,7	0,0400	33,3	42,3	11,2

Als Lichtquelle diente eine Projektionsglühlampe Osram 500 Watt, mit der eine sehr starke Beleuchtungsintensität 3,3 watt/cm² erzielt wurde, unter (wie es sich aus späteren Untersuchungen ergab) unrichtiger Voraussetzung, daß die Vergrößerung der B.B. mit der Intensität des Lichtes wachsen wird. Es wurden im ganzen 5 Beobachtungsreihen angestellt, bei denen die Intensität womöglich auf konstanter Höhe gehalten wurde.

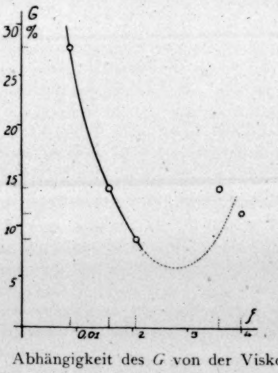

Fig. 3. Abhängigkeit des G von der Viskosität.

Die zahlenmäßigen Daten von ihnen enthält die Tabelle III und das Resultat ist in der Fig. 3 graphisch dargestellt.

Die Kurve, welche sich den Meßpunkten am besten anschmiegt, ist parabelähnlich. Ob sie in zähen Flüssigkeiten noch weiter ansteigt, wurde nicht mehr untersucht. Mit Rücksicht darauf, daß wir für G nur verhältnismäßig niedrige Werte erhalten haben, so daß die Resultate durch die wahrscheinlichen Schwankungen stark verzeichnet werden können, ist es sachmäßiger, den Verlauf der Kurve nur in grober Näherung abzuschätzen. Die relative Vergrößerung der B.B. ist in viskoseren Flüssigkeiten kleiner. Das bestätigen auf eine indirekte Weise auch die späteren Untersuchungen in Chloroform (Tabelle XII). Wir werden also in erster Näherung eine lineare Abhängigkeit von der Fluidität des Mittels ansetzen,

$$G \sim \frac{1}{\zeta}, \tag{2}$$

was dem dick gezogenen Kurventeile in Fig. 3 in erster Näherung ziemlich entspricht.

5. Untersuchungen über die Wirkungsfähigkeit verschiedener Lichtquellen.

Die Projektionsglühlampe hatte im Vergleich mit den ursprünglichen früheren Meßergebnissen eine kleinere Vergrößerung hervorgerufen, trotzdem daß sie mehr als 20mal größere Lichtintensität lieferte (hier 48, dort 2,2 cal/cm² min). Es mußte eine wirksamere Lichtquelle gesucht werden. Ich untersuchte eine Bogenlampe (nur in einer kurzen Serie, weil diese Quelle sehr unkonstant und unbequem ist), eine Wolframbandlampe und die Nernstsche Stiftlampe, welche sich als die geeignetste zeigte. Die Resultate sind in der Tabelle IV zusammengestellt. Dortselbst sind auch die späteren Untersuchungen mit dem Auerschen Gaslicht, mit einer Geißlerröhre und der Quecksilberbogenlampe enthalten. Die Beobachtungsreihen sind nach den fallenden Intensitäten geordnet.

Auf den ersten Blick ist es auffallend, daß die 29. Reihe mit der Hg-Lampe trotz der kleinen Intensität (1000mal kleiner als bei der Reihe 11) das größte G ergeben hat. Freilich muß gesagt werden, daß einen guten Anteil an diesem Ergebnis der Umstand hat, daß sich diese Messung auf sehr kleine, im wenig viskosen Chloroform suspendierte Kohlenteilchen bezieht. Wenn man diese Reihe ausschließt, so zeigen auch die anderen, welche sich sämtlich auf die Wassersuspensionen beziehen, dasselbe Verhalten. Die Nernstsche Lampe gibt besseres Resultat als die viel stärkeren Metallglühlampen, und der Auerbrenner mit einer 40mal kleineren Intensität als

Tabelle IV.

Wirksamkeit verschiedener Lichtquellen.

Kohlenteilchen im Wasser. Wasserfilter 10 cm, R. 18 u. 29 ohne Filter. *O. V.* 2400.

B. R.	Lichtquelle	J watt/cm²	$n/2$	$2\,r_\mu$	t_0	t_i	$\overline{\Delta_0^2}$	$\overline{\Delta_i^2}$	G Proz.
11	Proj.lampe Osram	3,7	227	0,8—1	25,0	27,6	75,5	98,9	22,5
9	Wolframbandlampe 6 V. × 16 A.	1,4	400	0,4—1	24,5	25,1	97,0	131,0	32,8
8	El.bogenl. 5 A.		73	0,5—1	20	21	64,7	80,3	21
10	Nernstsche Lampe	0,48	295	0,6—1	24	24,6	65,7	92,4	35,4
17	Auer. Gaslicht	0,012	203	0,4—0,7	24,1	24,1	108,3	142,7	31,7
29	Hg-Bogenlampe	0,003	60	0,4	22	22	254,2	364,7	43,5
18	Geissler. Röhre m. N_2 Füllung		106	0,4—0,7	20,3	20,3	106,8	108,8	1,8

Tabelle V.

Dämpfung der vergrößerten Bewegung durch infrarote Strahlung.

Kohlenteilchen im Wasser. Wasserfilter 10 cm, J_i ohne Filter. *O. V.* 2400.

B. R.	Lichtquelle	J watt/cm²	J_i watt/cm²	$n/2$	$2\,r_\mu$	t_i	t_{ii}	$\overline{\Delta_i^2}$	$\overline{\Delta_{ii}^2}$	$\frac{\overline{\Delta_{ii}^2}}{\overline{\Delta_i^2}}\,100$
12	Proj.l. Osram	0,07	0,84	257	0,5—1,0	27,5	28,7	128,8	122,5	92,3
14	Nernst. Lampe	0,49	4,4	409	0,4—0,8	24,9	27,8	152,7	139,7	85,0
14	,,	0,49	4,4	170	0,5—0,8	24,9	27,8	101,0	103,7	95,4
geteilt	,,	0,49	4,4	239	0,4	24,9	27,8	189,6	165,4	81

bei der Nernstschen Lampe bleibt in der Wirksamkeit nicht weit hinter dieser[1]).

Wenn auch diese Reihen die Bedingungen einer Methode „ceteris paribus" nicht streng erfüllen, so lassen sich aus ihnen, so wie sie sind, doch einige Schlüsse über die Abhängigkeit der B.-Bewegungsvergrößerung von der Lichtintensität ziehen[2]): Die Reihe 18 besagt, daß allzu kleine Intensitäten[3]) keine Vergrößerung, die die Schwankungsgrenzen übertreffen möchte, hervorrufen können. Das ist schließlich selbstverständlich, denn wir können nicht wissen, welchen Einfluß die Nullbeleuchtung ausübt. Wir setzen nur still voraus, daß er von Null nicht weit entfernt ist.

Aus den anderen Reihen folgt, daß allzu große Lichtintensitäten für die Erscheinung nicht günstig sind. Diese zeigt vielmehr bei gewissen Intensitäten eine Art von Sättigung und das weitere Steigern des Lichtes scheint schädlich zu sein (vgl. dazu auch die Tabelle VI).

Weiter besagt Tabelle IV: je stärkere Erwärmung $t_i - t_0$ der Flüssigkeit durch das Licht, desto kleiner ist die Bewegungsvergrößerung. Das Licht, welches mehr an höheren Frequenzen enthält, ist wirksamer. Der Auerbrenner zeigt bekanntlich im Grünen eine erhöhte selektive Emission, ebenso der Nernstsche Stift bei niedrigen Temperaturen.

6. Untersuchungen über den Einfluß von infraroter Strahlung.

a) Der Einfluß der weichen Wärmestrahlung auf die vergrößerte B.B. Diese Untersuchung wurde zuerst folgendermaßen praktiziert: Es wurde punktiert ein Rußteilchen im intensiven, mit Wasser filtrierten Lichte J der Osramprojektionslampe, so daß schon die vergrößerte B. B. erhalten wurde. Dann wurde der Wasserfilter entfernt, der Verbrauch der Glühlampe von 500 auf 114 Watt mit Hilfe eines Vorschaltwiderstandes erniedrigt, so daß sich ihr Licht zu niedrigeren Frequenzen verschoben hat und in diesem Lichte J_i wurde dasselbe Teilchen wie früher punktiert. Obzwar J_i siebenmal größer als J war, fiel doch $\overline{\Delta_{ii}^2}$ nach Reduktion auf gleiche Temperatur um 7,7 Proz. kleiner als $\overline{\Delta_i^2}$ aus (Tabelle V, Reihe 12).

1) Bei den Reihen 29 und 18 diente als Nulllichtquelle eine kleine, sehr stark abgeschirmte Glühlampe. In der Reihe 29 wurden nicht dieselben Teilchen in der Null- und in der wirksamen Beleuchtung punktiert, was eine einzige Ausnahme ist, denn es ist unmöglich, die kleinen Teilchen, welche sich im Chloroform ungemein lebhaft bewegen, eine längere Zeit im Sehfelde, besonders nicht bei dem Lichtwechsel zu halten.

2) Zu der geplanten exakten Untersuchung dieser Abhängigkeit bin ich wegen ausgedehnten Messungen im polarisierten Lichte, die mir wichtiger schienen, nicht gekommen.

3) Die Geisslersche Röhre war dicht an dem Abbeschen Kondensor befestigt, aber ihr Licht war so schwach, daß noch die Nullbeleuchtung zu Hilfe genommen werden mußte.

Tabelle VI.

Erregung der B. B. mit besser filtriertem Lichte.

Kohlenteilchen im Wasser. — Proj. l. Osram.-Wasserfilter 40 cm.

$J = 1,7$ watt/cm². *O. V.* 2400.

B. R.	$n/2$	$2\,r_\mu$	t_0	t_i	Δ_0^2	Δ_i^2	*G* Proz.
15	185	0,7—0,8	24,8	26,6	88,7	103,7	11,8
16	147	0,5—0,6	24,8	26,6	102,5	142,5	32,8

Die nächsten, ähnlichen Untersuchungen (Reihe 13) mit derselben, stets voll gespeisten Glühlampe mußten bald aufgegeben werden, denn nach der Entfernung des Wasserfilters stieg die Temperatur der Suspension auf einmal mehr als um 40 Grad, so daß die Messung illusorisch war.

Dasselbe konnte aber mit der stets voll gespeisten Nernstschen Lampe durchgeführt werden (Tabelle V, Reihe 14). Nach der Entfernung des Wasserfilters verneunfachte sich der Lichtenergiestrom, das optische Licht wurde damit auch verstärkt, aber das m.Vq. nahm um 15 Proz. ab. Die vergrößerte B.B. erleidet durch die infrarote Strahlung eine Dämpfung. Wenn diese Reihe nach der Teilchengröße sortiert wird, so zeigen die kleineren Teilchen eine stärkere Dämpfung als die größeren. Das stimmt damit überein, daß die kleineren Teilchen größeres *G* zeigen (s. Absch. 9).

Dieses unerwartete Ergebnis erinnert stark auf ähnliches Verhalten der Phosphoreszenz. Ebenso wie diese durch die Einwirkung von weichen Wärmestrahlen ausgelöscht wird, so geht auch die vergrößerte B.B. zurück. Die Lichtvergrößerung der B.B. ist eine Art von Lumineszenz auf dem Gebiete der Wärmebewegung. Wir werden deshalb im folgenden statt vergrößerte B.B. auch die passendere Bezeichnung erregte Wärmebewegung benützen.

b) Erregung der B.B mit besser filtriertem Lichte. Das vorige Ergebnis legt die Vermutung nahe, ob nicht die in einigen Reihen trotz der großen Intensität zu kleine Erregung dadurch verursacht ist, daß das Licht zu wenig filtriert wurde. Ich benutzte nochmals die starke Osramlampe, und die Wasserschicht wurde auf 40 cm erhöht. Wie die Tabelle VI zeigt, war die Vergrößerung nicht besonders. Auch die kleineren Teilchen wurden weniger erregt, als es die Nernstsche Lampe mit schlechterer Filtrierung erzielte.

c) Eine Reihe mit dreifacher Punktierung derselben Teilchen. Um die Frage, wie sich die gedämpfte Bewegung zu der erregten und zu der Nullbewegung verhält, zu beantworten, habe ich die Bewegung a) im diffusen, b) im intensiven, mit 18,5 cm Wasserschicht filtrierten, und c) im unfiltrierten Lichte der Nernstschen Lampe punktiert. Wie die Tabelle VII zeigt, erlischt die Erregung unter der Einwirkung der weichen Wärmestrahlen fast vollständig.

Als Illustration zu dieser Beobachtungsreihe werden in der Fig. 4 die Verschiebungsdiagramme von einigen Teilchen wiedergegeben. Man sieht aus ihnen, wie unauffällig die hier besprochenen Effekte sind. Sie können bei bloß qualitativer Betrachtung der B.B. nicht bemerkt werden und treten erst nach der endlichen Summation der Verschiebungsquadrate zutage.

Es fragt sich noch, ob die Dämpfung der erregten Bewegung durch die zu große Intensität des unfiltrierten Lichtes, ohne Rücksicht auf seine Frequenz, oder aber ob es durch seine Weichheit verursacht ist. Nach der Tabelle VI und VII ist das letztere der Fall, denn in der Reihe 19 bei der Intensität des unfiltrierten Lichtes von 0,93 watt/cm² wurde die Erregung schon gedämpft, dagegen in der Reihe 16 bei einer größeren

Tabelle VII.

Dreifache Punktierung derselben Kohlenteilchen im Wasser.

Beob. Reihe 19. Nernstsche Lampe, $n/3 = 206$, *O. V.* 2400. $2r = 0,4 — 0,6\,\mu$.

Beleuchtungsart	Intensität	$t_{0,i,ii}$	$\Delta^2_{0,i,ii}$	Verhältnis der m. Vq.
Diffuses Nullicht	700 erg/cm² *sec*	21,9	102,8	100
Wirksames Licht 18,5 *cm* Wasserfilter	0,11 watt/cm²	22,1	137,2	132,8
Wirksames Licht ohne Wasserfilter	0,93 watt/cm²	23,7	110,7	102,6

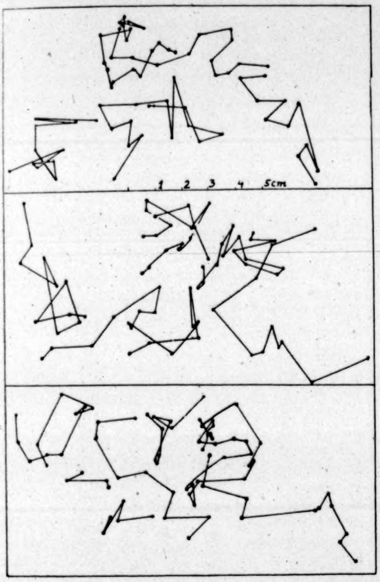

Fig. 4. Verschiebungsdiagramme von 4 Teilchen (Protokoll Nr. 287, 299, 302, 306) aus der Beob. Reihe 19, Tab. VII. Zeitintervalle zu 10 Sekunden. Oben ihre Nullbewegung, in der Mitte ihre erregte Bewegung, unten die gedämpfte Bewegung. *O. V.* = 2400, $n/3 = 65$, $\overline{\Delta_o^2} : \overline{\Delta_i^2} : \overline{\Delta_{ii}^2} = 100 : 131 : 97$.

Intensität des filtrierten Lichtes von 1,7 watt/cm² dauerte die Erregung noch an.

Eine praktische Bemerkung. Die Erregung der B.B. kinematographisch direkt zu messen, wird wahrscheinlich der Lichtschwäche der Nullbeleuchtung wegen nicht gelingen. Es wird aber auf indirekte Weise mit Benützung des mit Wasser filtrierten und unfiltrierten Lichtes möglich sein.

7. Die Symmetrie in der Erregung.

Es ist kein Zweifel darüber, daß die natürliche Brownsche Wärmebewegung für alle Richtungen dieselbe Wahrscheinlichkeit besitzt. Sie ist im Raume kugelsymmetrisch, im Sehfelde kreissymmetrisch. Dies soll bedeuten: Wenn man eine gegebene Anzahl von Verschiebungen auf beliebig gedrehte Achsen projiziert, so sind die m.Vq. längs jeder Achse bis auf zufällige Schwankungen einander gleich.

Für das Weitere ist es nötig zu prüfen, ob auch die durch natürliches Licht erregte Bewegung kreissymmetrisch ist. Aus den bis jetzt angegebenen, nach beiden Achsen gemittelten $\overline{\Delta_i^2}$ ist es nicht ersichtlich. Es sind deshalb in der Fig. 5 aus den bis jetzt besprochenen Beobachtungsreihen die erregten mittleren x- und y-Verschiebungsquadrate im relativen Maße auf die Achsen aufgetragen und durch punktierte Viertelellipsen verbunden[1]). Der dick ausgezogene Viertelkreis stellt die gemittelte Nullbewegung vor[2]).

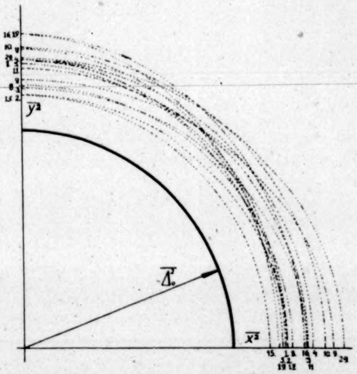

Fig. 5. Symmetrie in der Erregung.

Das Bild zeigt anschaulich, daß im Mittel keine der Achsen bevorzugt wird. Die durch natürliches Licht erregte Bewegung ist kreissymmetrisch. Ob sie auch kugelsymmetrisch ist, das kann aus den vorliegenden Messungen nicht erschlossen werden, weil durch das Einstellen des Mikroskopes die z-Verschiebungen aus der Beobachtung ausgeschieden wurden.

Das Ergebnis der zuletzt besprochenen Beobachtungsreihe 19 läßt sich also schematisch durch drei konzentrische Kreise darstellen, Fig. 6, deren Halbmesser den m.V.quadraten der Null-,

1) Die Reihe 18, wo keine Erregung stattfand, und 12 und 14, wo die Nullbewegung nicht punktiert wurde, sind ausgelassen.

Die relativen erregten m. Vq. beziehen sich auf gemittelte Nullbewegung. Auf gleiche Temperatur, da es unnötig ist, sind sie nicht reduziert.

Die Ellipsen geben für die m. Vq. in beliebiger Richtung nur die wahrscheinlichen Werte an. Ihre wirklichen Beträge müßten aus den Diagrammen neu berechnet werden, was aber eine enorme Arbeit wäre.

2) Die in der Fig. nicht gezeichneten Abweichungen der m. Vq. der Nullbewegung von dem nach beiden Achsen gemittelten m. Vq. betragen für die Achse x in Prozenten: 0, —2, —6, +3, —4, +1, —2, —12, —4, +3, +8, +4, +5.

Tabelle VIII.

Asymmetrische Erregung im lin. polaris. Lichte.

Kohlenteilchen im Wasser, Nernstsche Lampe, Wasserfilter 18,5 cm, $J = 0{,}2$ watt/cm².

B. R.	$n/2$ $n/3$	$2\,r_\mu$	t_0	t_i	$\overline{\Delta_0^2}$	$\overline{\Delta^2}\perp$	$\overline{\Delta^2}\parallel$	$\overline{\Delta_0^2} : \overline{\Delta^2}\perp : \overline{\Delta^2}\parallel$
20	217	0,4—0,9	—	22	—	123,4	133,3	— : 100 : 109,6
21	204	0,4—0,8	22,6	22,8	118,4	128,8	160,3	100 : 108,1 : 134,6
22	539	0,4—1,0	20,7	20,9	97,3	107,4	132,3	100 : 109,8 : 134,9
23	274	0,4—1,0	—	19,5	—	106,5	110,3	— : 100 : 103,6

der erregten und der gedämpften Bewegung relativ gleich sind.

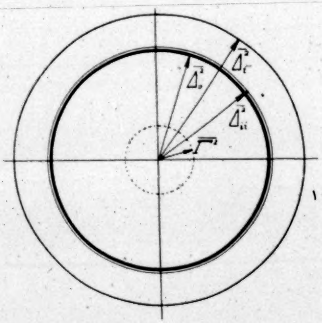

Fig. 6. Schematische Darstellung der Erregung und Dämpfung der B. B.

8. Untersuchungen im linear polarisierten Lichte.

Nach dem Mißerfolge eine quantitative Erklärung der behandelten Erscheinung in dem Quantenstrahlungsdrucke zu finden, habe ich eine andere Arbeitshypothese, welche in einem folgenden Artikel erläutert wird, versucht. Dieselbe erlaubte zu vermuten, daß sich hier wahrscheinlich der Polarisationszustand des Lichtes äußern kann[1]).

1) Zur Prüfung derselben habe ich schon vor einem Jahre Experimente auf einem anderen Gebiete versucht, welche aber (der zu groben Einrichtung wegen, wie ich glaube) ohne geringsten Erfolg geblieben sind.

In der Brownschen Bewegung aber haben wir eine unübertrefflich feine physikalische Vorrichtung, auf einem massenlosen, vollkommen elastischen Faden schwebend aufgehängte Massenteilchen nämlich, von der Größenordnung 10^{-13} Gramm, von denen also erst 10000 Millionen Stück ein Milligramm ausmachen, so daß hier mehr Hoffnung auf Erfolg sein kann.

Um offen zu sein, ich habe erwartet, daß, ebenso wie die Emission der Photoelektronen unter bekannten Bedingungen in der Richtung des elektrischen Lichtvektors ein ausgeprägtes Maximum aufweist, auch die erregte Wärmebewegung senkrecht zur Lichtebene vielleicht größer als in der Ebene ausfallen wird.

a) Untersuchungen an Rußteilchen im Wasser. Das Licht der Nernstschen Lampe wurde mit 18,5 cm Wasserschicht filtriert. Das dicht unter dem Abbeschen Kondensor eingebaute Nicolsche Prisma war so gedreht, damit seine längere Querschnittdiagonale (Lichtebene) zu den x- oder y-Linien des Millimeterzeichenpapiers parallel wäre. Jedes Teilchen wurde in beiden Grundlagen des Nicols punktiert.

Die oberflächliche Beobachtung der erregten B.B. gibt nicht das geringste Anzeichen irgendwelcher Asymmetrie in der Bewegung. Nur einige Diagramme erlauben eine vage Vermutung derselben. Erst die endlichen Summen der Verschiebungsquadrate, die der zur Lichtebene parallelen $\left[\Sigma\left(x_1^2 + y_2^2\right)\right]$ oder senkrechten Achse $\left[\Sigma\left(x_2^2 + y_1^2\right)\right]$ gehören, weisen eine systematisch wiederkehrende Ungleichheit auf. Die ersten Resultate enthält die Tabelle VIII.

In der ersten Reihe (20) wurde nur die erregte Bewegung punktiert. Das m.Vq. in der Lichtebene $\overline{\Delta^2}\parallel$ fiel um 9,6 Proz. größer als $\overline{\Delta^2}\perp$. Diese kleine Asymmetrie wurde einer größeren Schwankung zugeschrieben, um so lieber, da sie in der zur erwarteten entgegengesetzten Richtung erfolgte. Aber die folgende (21) dreifache Beobachtungsreihe auf kleineren Partikeln, in der auch die Nullbewegung punktiert war, erwies eine doppelt so große Asymmetrie in demselben Sinne. Die dritte, sehr umfangreiche Reihe (dreimal 539 Einzelverschiebungen) gab mit der vorangehenden identisches Resultat. Daraus kann geschlossen sein, daß die Erregung in der Polarisationsebene des Lichtes erfolgt. Aber schon die nächste Reihe (23) gab eine Asymmetrie, welche in den Schwankungsgrenzen liegt, so daß die Beweiskraft der vorigen Versuchsergebnisse geschwächt wird.

b) Untersuchungen im Chloroform und im Wasser. Um stärkere Erregung und somit auch größere Asymmetrie im polarisierten Lichte zu erzielen, benutzte ich in einigen weiteren Beobachtungsreihen auf Grund der Erfahrungen vom Abschnitt 4 als Suspensionsflüssigkeit das Chloroform, welches gegen das Wasser zwei Vorteile bietet: fast zweimal so kleine Viskosität und

Tabelle IX.

Asymmetrische Erregung im lin. pol. Lichte.

Nernstsche Lampe, $J = 0{,}2$ watt/cm².

B. R.	Suspensionsflüssigkeit	n	$2\,r_\mu$	t_i	$\overline{\Delta^2}\perp$	$\overline{\Delta^2}\parallel$	$\Delta\%$
25	Chloroform	602	0,4—0,8	21,7	203,5	288,5	41,8
26	Wasser	302	0,4—0,8	22,4	124,7	141,2	13,2
27	Chloroform	414	0,4—0,7	22,6	186,9	227,4	21,7

höheres spezifisches Gewicht, so daß die Rußteilchen besser schwebend erhalten bleiben.

Eine vorläufige Probereihe im natürlichen Lichte ergab nur eine 27,4proz. Erregung[1]), denn es konnten der zu lebhaften Bewegung wegen nur die größeren Partikel punktiert werden.

Die folgenden Punktierungen habe ich mir dadurch wesentlich erleichtert, daß jedes Teilchen nicht in beiden Grundstellungen des Nicols, sondern nur in einer von ihnen punktiert wurde. Es ist klar, daß die Beweiskraft der Resultate dadurch nicht geschwächt wird, denn wir haben für die Vergleichungen der m.Vq. in der Lichtebene und senkrecht auf sie stets ein Beobachtungsmaterial von demselben Gewichte.

Das Ergebnis von weiteren drei Beobachtungsreihen bringt die Tabelle IX. Die erste von ihnen erfüllte die in das Chloroform gelegten Hoffnungen. Wie die großen Absolutwerte der Verschiebungen zeigen, konnten in der bequemen

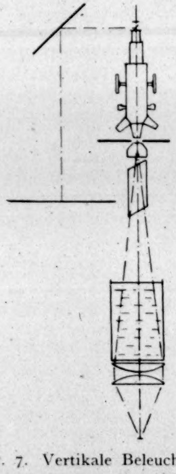

Fig. 7. Vertikale Beleuchtung.

1) Daten zur B. R. 24: Kohlenteilchen im Chloroform, Nernstsche Lampe, Wasserfilter 18,5 cm, $n = 2 \times 286$, $\overline{\Delta_o^2} = 148{,}3$, $\overline{\Delta_i^2} = 176{,}9 \cdot 10^{-10}$ cm²/sec, $2\,r = 0{,}5 - 1{,}2\ \mu$. $J = 0{,}2$ watt/cm².

Beleuchtung die Punktierungen der kleineren Teilchen mehr vertreten sein, und die relative Asymmetrie erreichte sogar 41,8 Proz. Dagegen zeigte die letzte Reihe (27), wo größere Teilchen mehr punktiert wurden, eine kleinere Asymmetrie von 21,7 Proz. Die mittlere Reihe (26), welche sich wieder auf Wassersuspension bezieht, verfolgte das Ziel, zu prüfen, ob der gläserne Beleuchtungsspiegel durch seine teilweise Polarisationswirkung die Messungen nicht schädlich beeinflußt. Der Spiegel wurde entfernt und die Beleuchtung erfolgte direkt in vertikaler Richtung mit 15 cm Wasserschicht, wie es die Fig. 7 veranschaulicht[1]). Die Asymmetrie fiel in gleichem Sinne aus, sie ist aber nicht größer geworden. Ich benutzte deshalb in weiteren Beobachtungsreihen (27—32) wieder die horizontale Beleuchtungsart.

c) Eine Vergleichungsreihe mit Mastix und Rußteilchen. Alle bisherigen sieben Beobachtungsreihen im polarisierten Lichte zeigten eine Asymmetrie im gleichen Sinne, so daß man mit ziemlicher Sicherheit schließen kann, daß die Erregung in der Lichtebene erfolgt. Weil aber der Betrag der Asymmetrie stark variierte, und weil es sich hier um eine evident wichtige physikalische Erscheinung handelt, so ist die gegebene Sicherheit noch nicht voll genügend.

An erster Stelle muß geprüft werden, ob die Asymmetrie wirklich nur von dem Polarisationszustand des Lichtes herrührt, d. h. ob sie eine Folge einer vielleicht unvollkommenen Zentrierung des Lichtes, welche bei dem Drehen des Nicols stets im gleichen Sinne wiederkehrte, nicht sein könne. Dagegen spricht zwar der Umstand, daß die Apparatur zwischen einzelnen Beobachtungsreihen öfters umgebaut wurde, aber um eine direkte Prüfung zu haben, wurde eine vergleichende Meßreihe mit Mastixteilchen im Wasser und Kohlenteilchen im Chloroform angestellt.

Es wurden abwechselnd Mastixteilchen und Rußteilchen bei jeder Grundstellung des Prisma

1) Das Mikroskop in horizontale Richtung zu bringen wäre nicht gut gewesen, denn so würde in die Diagramme auch die Fallkomponente eingezeichnet worden.

Tabelle X.

Vergleichungsreihe auf Mastix- und Kohlenteilchen.

B. R. 28, Nernstsche Lampe, Wasserfilter 18,5 cm, $J = 0{,}2$ watt/cm².

Suspension	n	$2r_\mu$	t_i	$\Delta^2\perp$	$\Delta^2\|$	$\Delta^2\perp : \Delta^2\|$
Mastix im Wasser	345	0,4—0,7	23	95,7	92,3	100 : 96,5
Rußteilchen im Chloroform	489		23	209,8	261,1	100 : 124,4

so punktiert, daß in der Apparaturanordnung bis auf den Austausch der Präparate nicht das kleinste geändert wurde. Da der das Licht nicht absorbierende Mastix keiner Erregung unterliegt[1]), kann er keine Asymmetrie aufweisen. Das Ergebnis ist in der Tabelle X enthalten.

Die Mastixteilchen zeigten unter den m.Vq. nur eine mäßige Schwankung von 3,5 Proz., die Rußteilchen dagegen ergeben in der Lichtebene eine größere Erregung.

d) Untersuchungen im Lichte der Quecksilberbogenlampe. Die Resultate von einigen Beobachtungsreihen, welche die Tabelle IV enthält, versprachen, daß das „kalte" Licht der Hg-Lampe besonders große Erregung und Asymmetrie hervorrufen wird. Das Ergebnis einer vorläufigen Probereihe im natürlichen Lichte dieser Quelle wurde bereits in der Tabelle IV angegeben. Im polarisierten Lichte wurde wieder eine Asymmetrie von 34,3 Proz. zugunsten der Lichtebene, wie es die Tabelle XI zeigt, konstatiert[2]).

Tabelle XI.

Asymm. Erregung durch polarisiertes Licht der Hg-Lampe.

Kohleteilchen im Chloroform, Wasserfilter 18,5 *cm*, $J = 0{,}003$ watt/cm².

B. R.	n	$2r_\mu$	t_i	$\Delta^2\perp$	$\Delta^2\|$	Δ Proz.
31	307	0,4	21	179,7	230,5	34,3

e) Bestimmung der Polarisationsebene des Lichtes aus der Asymmetrie der Verschiebungen der erregten Bewegung.

Die beste Methode zu den besprochenen Messungen wäre das Kinematographieren der im polarisierten Lichte erregten Wärmebewegung. Weil aber eine solche Einrichtung mir nicht zur Verfügung stand, habe ich, um die absolute Objektivität in den Punktierungen zu sichern, die Methode im gewissen Sinne umgekehrt. Ich ließ mir das Nicolsche Prisma so aufstellen und drehen, damit die Lichtebene in zwei zueinander senkrechte Grundrichtungen fiele, welche mir aber bis zur Beendigung der Punktierungen unbekannt waren. Für die freundliche Aushilfe in dieser Richtung bin ich meinen Kollegen O. Blažek und K. Burian zu Dank verbunden. Aus dem größeren m.Vq. wurde dann die Polarisationsebene des Lichtes bestimmt. Es gelang in allen Fällen richtig: Das größere m.Vq. fiel stets in die Richtung der längeren Diagonale des Nicols.

Auf diese Weise wurden die letzten fünf Beobachtungsreihen, denen ich die entscheidende Bedeutung zuschreibe und von welchen die Tabelle XII berichtet, durchgeführt. Aus den vorigen Reihen wurde die 23. und 27. auf diese Art praktiziert.

Die Reihe 35 wurde gegenüber den anderen mit einer kleinen Änderung punktiert. Das Prisma war so gestellt, daß seine längere Diagonale entweder den ersten und dritten oder den zweiten und vierten Quadrant halbierte. Die x- und y-Verschiebungsquadrate blieben in diesem Falle bis auf 3proz. Schwankung konstant. Als aber die Diagramme um 45 Grad gedreht umkopiert wurden, so zeigte sich wieder $\Delta^2\|$ um 14,3 Proz. größer als $\Delta^2\perp$.

Es kann noch die Frage interessieren, wie viel Verschiebungen nötig sind, um die Lichtebene richtig zu bestimmen. Es erübrigt sich, das gewaltige Zahlenmaterial hier ausführlich zu reproduzieren. Es wird folgendes genügen: Die Verschiebungen, über welche die Tab. XII ausspricht, wurden in 38 Gruppen zu je rund 50 Einzelverschiebungen berechnet. Aus den Größenverhältnissen der Summen der Verschiebungsquadrate in jeder Gruppe wurde die Lichtebene in 33 Fällen richtig, in 5 Fällen unrichtig bestimmt. Wenn man diese Gruppen in der Reihenfolge in 19 Hunderter zusammenschiebt, dann bestimmt

1) S. 742 der ersten Publikation.

2) Die nächste Beobachtungsreihe 32, welche unter denselben Bedingungen wie die 31, punktiert wurde, war evident defekt. Die m. Vq. fielen mehr als zweimal größer als die der Reihe 31 aus ($\Delta^2\| = 472$ und $\Delta^2\perp = 503 \cdot 10^{-10}$ cm²/sec). Das Präparat war entweder nicht genug hart oder durch einen anderen Defekt unbrauchbar gemacht, denn auch die größeren, auf dem Boden der Küvette sedimentierten Teilchen wurden nach Beendigung der Punktierungen auf einer anderen Stelle der Küvette, als sie zu Anfang waren, gefunden, was nur von vorhandenen Flüssigkeitsströmen verschuldet werden konnte. Deshalb kann der einzigen 6 proz. Asymmetrie, die im umgekehrten Sinne ausfiel, keine Bedeutung zukommen.

Tabelle XII.

Bestimmung der Lichtebene aus dem Verhältn. der Verschiebungen der erregten Kohlenteilchen.

Nernstsche Lampe, vertikale Beleuchtung, Wasserfilter 15 cm, $J = 0{,}05$ watt/cm².

B. R.	n und Mittel	$2 r_\mu$	t_i	Unbekannte Nicolstellung	Σx^2	Σy^2	Achse d. größer. Verschiebg.	Polarisationsebene in	$\overline{\Delta^2}\perp$	$\overline{\Delta^2}\parallel$	Δ Proz.
					in beliebig. Einheit.				in 10^{-10} cm²/sec		
33	426	0,4—0,5	20,5	A_1	105,3	84,6	x	x	187,9	224,9	19,4
	Wasser			B_1	99,8	115,4	y	y			
34	440	0,4—0,8	21	A_2	183,3	140,3	x	x	169,8	216,6	27,6
	Wasser			B_2	318,2	362,7	y	y			
36	242	0,4—0,5	22,7	A_3	147,8	106,8	x	x	219,0	301,7	37,8
	Chloroform			B_3	152,8	203,9	y	y			
37	317	0,4—0,7	22,9	A_4	129,1	187,1	y	y	265,7	366,1	37,8
	Chloroform			B_4	803,1	650,6	x	x			
35	469 Wasser	0,4—0,7	21,2	Pol.-Eb. halbiert 1. u. 3. od. 2. u. 4. Quadrant	197,6	203,7	Kopiert in 45° Umdrehung ergibt:		174,6	199,5	14,3

nur ein Hunderter die Lichtebene unrichtig, die 18 übrigen richtig. Die unrichtigen Fälle beziehen

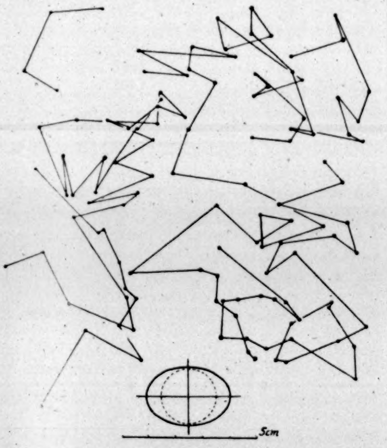

Fig. 8. In der x-Achse erregte Bewegung. Blatt Prot. Nr. 523 aus der B. R. 36. Enthält 110 Verschiebungen eines Kohlenteilchens mit 0,5 μ Durchmesser im Chloroform. Ergibt für das Verhältnis der Vq. $\Delta_x^2 : \Delta_y^2 = 152 : 100$. Die Zeit zu 10 Sekunden. O. V. 2400.

sich alle auf Wassersuspension. Im Chloroform bestimmt jeder Fünfziger die Ebene richtig.

Als Illustration wird in der Fig. 8 die in der x-Achse erregte, in der Fig. 9 die in der y-Achse vergrößerte Bewegung reproduziert.

Die in dem linear polarisierten Lichte aufge-

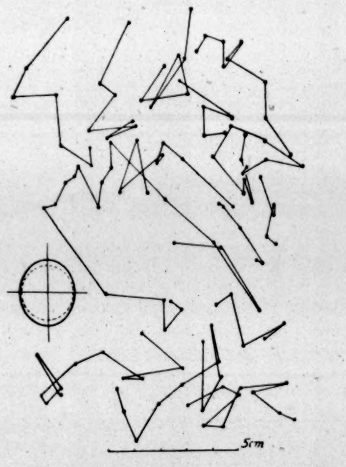

Fig. 9. In der y-Achse erregte Bewegung. Blatt Prot. Nr. 507 aus der B. R. 33. Enthält 107 Verschiebungen von einigen Rußteilchen im Wasser. Durchmesser 0,5 μ. Verhältnis der Vq. 100 : 122. Die Zeit zu 10 Sekunden. o. V. 2400.

fundene Asymmetrie der erregten Wärmebewegung wird schematisch in der Fig. 10 dargestellt. Der Halbmesser des Kreises stellt das

m.Vq. der Nullbewegung vor, die großen Halbachsen der ellipsenartigen Kurven das m.Vq. in der Lichtebene, die kurzen die m.Vq. senkrecht zur Ebene.

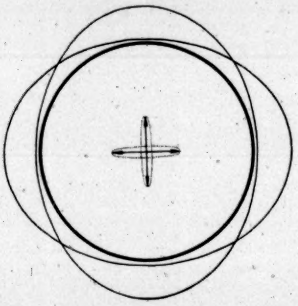

Fig. 10. Schematische Darstellung der Asymmetrie der erregten Wärmebewegung im polarisierten Lichte in zwei zueinander senkrechten Nicolstellungen.

9. Abhängigkeit der Erregung von der Teilchengröße.

Die vorangehenden Messungen beziehen sich auf Rußpartikel verschiedener Größe, vorwiegend der mit Durchmesser von 0,4 bis 0,8 μ. Die ungleichmäßige Vertretung der einzelnen Größen in jeder Reihe verursachte wahrscheinlich die stärkere Fluktuation der Ergebnisse auch bei solchen Reihen, welche sonst unter sehr ähnlichen Bedingungen angestellt wurden. Das so erhaltene reiche statistische Material habe ich noch einmal nach der Teilchengröße sortiert und die durchschnittliche relative Vergrößerung oder Asymmetrie, die jeder Teilchengröße zukommt, berechnet.

a) Erregung im natürlichen Lichte.

Die endliche Übersicht darüber enthält die Tabelle XIII und die Fig. 11. Sie besagen, daß

Tabelle XIII.
Abhängigkeit der Erregung von der Teilchengröße.

$2\,r_\mu$	$n/2$	G Proz.
1	679	19,4
0,9—0,8	605	19,7
0,7	276	24,2
0,6	802	30,3
0,5	730	39,3
0,4	454	27,6

die erregende Wirkung der optischen Lichtoktave besonders auf den Partikeln mit 0,4 bis 0,6 μ Durchmesser mit dem Maximum bei 0,5 μ stattfindet. Die größeren Partikel werden weniger erregt.

Nach der Erfahrung, die ich gemacht habe, kann ich sagen, daß die kompakten größeren Teilchen überhaupt nicht erregt werden. Nur wenn sie eine besonders unregelmäßige Form

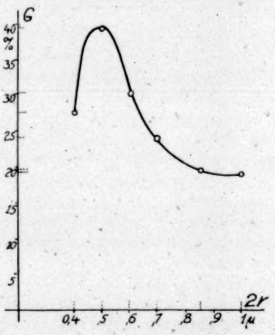

Fig. 11. Zur Tabelle XIII.

besitzen, oder wenn sie aus kleineren koagulierten Teilchen bestehen, dann zeigen auch sie beträchtliche Bewegungsvergrößerung.

Die Frage, wie sich die noch größeren Partikel benehmen, habe ich speziell in zwei Beobachtungsreihen untersucht. Die eine (Nr. 6, $n/2$ = 186) betraf die Rußteilchen mit dem Durchmesser 1—1,3 μ, welche in der 38proz. Zuckerlösung suspendiert und mit der Osramlampe belichtet wurden, die andere Reihe (Nr. 30, $n/2$ = 146) betraf die Teilchen von Durchmesser 0,8 — 1 μ im Chloroform, und als wirksame Lichtquelle diente die Hg-Lampe. In beiden Fällen wurde das m. Vq. in der vollen Beleuchtung um 14 Proz. kleiner als bei der Nullbeleuchtung gefunden. Diese Sache ist noch weiterer experimentellen Untersuchungen bedürftig, bevor sichere Schlüsse daraus gezogen werden können.

Diese Erfahrungen können auf folgende Weise ausgedrückt werden: Die größte Erregung erfolgt bei solchen Partikeln, welche in ihren Dimensionen mit der Wellenlänge des erregenden Lichtes vergleichbar sind.

b) Abhängigkeit der Asymmetrie von der Teilchengröße. Die Übersicht, für Wasser- und Chloroformsuspensionen geteilt, bringt die Tabelle XIV und die Fig. 12. Die größte Asymmetrie weisen wieder die Teilchen von 0,4—0,5 μ Durchmesser auf. Bei dem Durchmesser rund 0,7 μ ist sie sehr klein und dann steigt sie wieder. Sie scheint eine periodische Funktion der Teilchengröße zu sein. Die stärkere Asymmetrie

im Chloroform beweist im Einklang mit der Erfahrung des Abschn. 4, daß im weniger viskosen

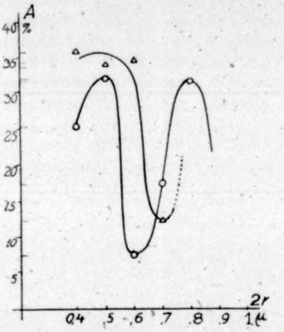

Fig. 12. Zur Tabelle XIV. o Wasser-, △ Chloroformsuspension.

Mittel die relative Bewegungsvergrößerung höhere Werte erreicht.

Tabelle XIV

Abhängigkeit der Asymmetrie von der Teilchengröße.

$2r_\mu$	n		A Proz.	
	im Wasser	im Chloroform	im Wasser	im Chloroform
0,9—1	150	—	— 5,9	—
0,8	273	46	31,8	(85)
0,7	180	512	17,4	12,3
0,6	427	679	7,4	34,5
0,5	854	657	32,0	33,8
0,4	651	779	25,2	35,8

10. Untersuchung auf Kugelteilchen.

Es verdient noch einer Erwähnung die Beobachtungsreihe 7, welche sich auf eine neue Substanz bezogen hat. Es wurde eine dicke Lösung des schwarzen Picein im Xylol mit Wasser emulgiert, und die im Sehfeld bräunlich aussehenden Kugeltröpfchen wurden im Lichte der Nernstschen Lampe auf Erregung untersucht. Die Hauptdaten zu dieser Reihe: $\overline{n/2} = 117$. $2r = 0{,}5 - 0{,}8\,\mu$, $J = 0{,}5$ watt/cm², $\overline{\Delta_0^2} = 66{,}5$. $\overline{\Delta_i^2} = 74{,}0 \cdot 10^{-10}$ cm²/sec., $t_0 = 20{,}2$, $t = 20{,}8$.

Die gefundene Vergrößerung beträgt 9 Proz.

11. Übersicht der experimentellen Ergebnisse.

1. In einem passend intensiven, gut mit Wasser filtrierten Lichte erscheint das mittlere Verschiebungsquadrat der Rußteilchen mit 0,4—0,6 μ Durchmesser bis um 40 Proz. größer als bei einer womöglich schwachen Beleuchtung.

2. Die größeren Teilchen werden im optischen Lichte schwächer erregt.

3. Die relative Bewegungserregung ist in erster Näherung der Viskosität des Suspensionsmittels umgekehrt proportional.

4. Die intensive infrarote Wärmestrahlung dämpft die Erregungswirkung des optischen Lichtes. Die Vergrößerung der Brownschen Bewegung durch Licht ist eine Art von Lumineszenz auf dem Gebiete der molekularen Wärmebewegung.

5. Im Einklang damit ist das Licht solcher Quellen, wie Auerscher Gasbrenner und Hg-Bogenlampe, welche verhältnismäßig die mittleren und höheren Frequenzen reicher emittieren, wirksamer als das Licht der metallischen Glühlampen. Die Nernstsche Lampe liefert sehr aktives Licht.

6. Die durch natürliches Licht erregte Brownsche Bewegung weist in der zur Lichtrichtung senkrechten Ebene dieselbe Kreissymmetrie wie die natürliche Brownsche Wärmebewegung auf.

7. Die erregte Bewegung besitzt dieselbe charakteristische Eigenschaft wie die natürliche Brownsche Bewegung: Ihr mittleres Verschiebungsquadrat ist der Zeit linear proportional[1]).

8. In dem linear polarisierten Lichte ist die erregte Bewegung nicht kreissymmetrisch. Das mittlere Verschiebungsquadrat längs der Achse, welche in die Lichtebene fällt, ist stets größer als das, welches auf die zu dieser Richtung senkrechte Achse bezogen ist.

Die Erregung der Brownschen Bewegung erfolgt in der Polarisationsebene des Lichtes.

Diese Ergebnisse sind abgeleitet aus 35 Beobachtungsreihen, in welchen etwas über 17 000 Einzelverschiebungen eingezeichnet wurden. Jede Verschiebung wurde nach beiden Achsen ausgewertet, so daß der statistischen Bearbeitung über 34 000 voneinander unabhängige Daten zur Verfügung standen.

Mit tiefstem Dank bin ich verpflichtet Herrn Prof. Dr. V. Felix, Vorstand des I. Physikalischen Institutes, für sein Wohlwollen, mit welchem er meiner Arbeit entgegengekommen ist.

Diskussion.

Herr Ehrenhaft, Wien: Ich habe meine jungen Leute schon seit langem darauf verwiesen, den Einfluß des Lichtes auf die Brownsche Bewegung selbst gründlich zu studieren. Bei allen

1) Dieses Ergebnis wird hier aus der ersten Abhandlung wiederholt.

Beobachtungen der Brownschen Bewegung liegt die Sache so, daß man die Brownsche Bewegung natürlich nur mit Hilfe des Lichtes beobachten kann. Allerdings wird es ziemlich schwer sein, den Einfluß des Lichtes selbst, von anderen Wirkungen, wie Erwärmung durch Absorption des Lichtes usw., abzusondern. Ein Schritt dazu ist im vorliegenden Fall gewiß schon geschehen. Im Gase wird sich die ganze Erscheinung reiner darstellen lassen und es wären aller Voraussicht nach größere Effekte zu erwarten. Man müßte langandauernde Beobachtungen desselben Probekörpers nach der Steig- und Fallmethode vornehmen, so wie E. Schmid dies seinerzeit in meinem Institute ausführte, und dabei einesteils die Intensität dadurch variieren, daß man zuerst die Lichtquelle voll ausnützt und dann durch rotierende Sektoren die Intensität abschwächt, und andererseits das Licht spektral zerlegt.

Prag, I. Phys. Institut der böhm.-techn. Hochschule. (Habilitationsschrift.)

(Eingegangen 4. November 1929.)

Zur Nadelstrahlung und Brownscher Bewegung.

Von V. Pospíšil.

Die Hypothese von A. Einstein über gerichtete Elementarprozesse der Strahlung[1]) und über die damit verbundenen Impulse $h\nu/c$ wurde durch den Comptoneffekt und die neuere Entwicklung der Physik am besten bestätigt. Wir wollen hier 1. das mittlere, von den elementaren Quantendruckimpulsen verursachte Verschiebungsquadrat eines schwarzen, in einem viskosen Mittel suspendierten Massenteilchen berechnen, 2. dasselbe mit der natürlichen Brownschen Wärmebewegung vergleichen und 3. die Resultate auf eine spezielle Experimentalerscheinung applizieren.

1. Größe der Brownschen Quantendruckbewegung eines schwarzen Strahlers in einem viskosen Mittel. Der Strahler sei ein mikroskopisches Kugelteilchen, r sein Halbmesser, m seine Masse, ζ und T die Viskosität und Temperatur des Mittels. Von der natürlichen Brownschen Bewegung (B.B.) sehen wir ab. Das suspendierende Mittel ist von einer schwarzen Strahlung der Temperatur T erfüllt. Die ungeordneten elementaren Strahlungsprozesse, die wir nur als radiale betrachten werden, werden das Teilchen in eine Brownsche Lichtdruckbewegung setzen.

Die Strahlungsenergie E, welche unser Teilchen in der Zeit t ausstrahlt, teilen wir in üblicher Weise auf eine große Zahl n der Spektralgebiete dE mit den entsprechenden Energien dE_0, dE_1, $\ldots dE_i$, $\ldots dE_n$, wodurch alle Frequenzen erschöpft werden. Die Einzelgebiete betrachten wir also als monochromatisch mit der Frequenz ν_i. Durch die Ausstrahlung eines Quants $h\nu_i$ erfährt das Teilchen die Anfangsgeschwindigkeit

$$v_i = \frac{h\nu_i}{mc}. \tag{1}$$

Die Bewegung des Teilchens ist von der Kraft $6\pi\zeta r v$ gebremst. Bezeichnen wir $6\pi\zeta r = K$, so ist die elementare Verschiebung des Teilchens, welche durch den Impuls $h\nu_i/c$ bis zu seiner völligen Erschöpfung verursacht ist[1]),

$$\lambda_i = \frac{h\nu_i}{Kc}. \tag{2}$$

Das Spektralgebiet dE_i enthalte eine nicht zu kleine Anzahl der Quanten $h\nu_i$. Wir zerlegen die Einzelverschiebungen λ_i nach den Achsen, quadrieren sie und haben dann für das mittlere Quadrat der Einzelverschiebung längs einer Achse, da $\overline{\lambda_x^2} = \overline{\lambda_y^2} = \overline{\lambda_z^2}$ und $\overline{\lambda_x^2} + \overline{\lambda_y^2} + \overline{\lambda_z^2} = \overline{\lambda^2}$,

$$\overline{\lambda_{x,i}^2} = \frac{1}{3}\left(\frac{h\nu_i}{Kc}\right)^2. \tag{3}$$

Wenn wir mit $\overline{\Lambda_{x,i}^2}$ das mittlere Verschiebungsquadrat, welches aus der Ausstrahlung der gesamten Quanten $h\nu_i$ des Gebietes dE_i stammt, bezeichnen, so ist, weil $\overline{\Lambda_{x,i}^2} = \sum \overline{\lambda_{x,i}^2}$,

$$\overline{\Lambda_{x,i}^2} = \frac{dE_i}{h\nu_i} \cdot \overline{\lambda_{x,i}^2}. \tag{4}$$

Für die, von der gesamten emittierten Energie E hervorgebrachte Verschiebung haben wir nochmals

$$\overline{\Lambda_{x,E}^2} = \sum_0^n \overline{\Lambda_{x,i}^2}. \tag{5}$$

Sind die Spektralgebiete genug eng und von der Zeit unabhängig, was als Bedingung des vorausgesetzten Temperaturgleichgewichtes erfüllt ist, so gilt für die Energie dE_i

$$dE_i = 4\pi r^2 \cdot 2\pi \mathfrak{K}_{\nu_i} d\nu \cdot t, \tag{6}$$

wo $\mathfrak{K}_{\nu_i}$ die spezifische Strahlungsintensität der Oberfläche eines schwarzen Körpers für das monochromatische, linear polarisierte Licht be-

---

1) Phys. Zeitschr. **18**, 121, 1917.

1) Vgl. Phys. Zeitschr. **30**, 83, 1929.

deutet, und nach Planck[1])

$$\mathfrak{K}_{\nu_i} = \frac{h\nu_i^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu_i}{kT}} - 1}. \tag{7}$$

Setzen wir in (5) die zugehörigen Werte ein, so haben wir

$$\frac{\overline{\Delta^2_{x,E}}}{t} = \frac{8}{3}\left(\frac{\pi r h}{K c^2}\right)^2 \int_0^\infty \frac{\nu^4}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu. \tag{8}$$

Nach der Integration und Substitution für K bekommt man

$$\overline{\Delta^2_{x,E}} = \frac{16\beta (kT)^5}{9\zeta^2 h^3 c^4} \cdot t, \tag{9}$$

wo $\beta = 1 + \frac{1}{2^5} + \frac{1}{3^5} + \cdots = 1{,}0369\ldots$

Die Strahlungsenergie, welche unser Teilchen absorbiert, ist derselben Verteilung als die emittierte, es ist also das totale mittlere Verschiebungsquadrat des schwarzen Strahlers doppelt so groß, also

$$\overline{\Delta^2_{x,2E}} = \frac{32\beta}{9} \frac{(kT)^5}{\zeta^2 h^3 c^4} t, \tag{10}$$

unabhängig von der Masse und Größe des Strahlers und proportional $T^5 . t/\zeta^2$.

2. Größenverhältnis der Brownschen Quantendruck- und Wärmebewegung. Eine angenäherte Vorstellung über die unendliche Kleinheit der berechneten Bewegung werden wir uns machen, wenn wir dieselbe mit der natürlichen B. Molekularbewegung vergleichen. Aus der letzten Gleichung und aus der bekannten Einsteinschen Formel für $\overline{\Delta^2_x}$ der B.B. erhalten wir

$$\frac{\overline{\Delta^2_{x,2E}}}{\overline{\Delta^2_x}} = 2C\frac{r}{\zeta} T^4, \tag{11}$$

wo die Konstante $C = \frac{16\beta\pi k^4}{3h^3c^4} = 2{,}5 \cdot 10^{-26}$ g/cm² sec. Bei gewöhnlicher Temperatur z. B. ist das mittlere Lichtdruckverschiebungsquadrat einer Partikel vom Durchmesser 1 μ in Wasser $5 \cdot 10^{16}$ mal kleiner als ihr Wärmeverschiebungsquadrat. Sie ist also praktisch vollkommen gleich Null.

3. Anwendung auf die Vergrößerung der B.B. durch Licht. Durch zahlreiche Punktierungen habe ich sichergestellt[2]), daß das mittlere Verschiebungsquadrat solcher Teilchen, die das Licht absorbieren, im intensiven Licht größer ausfällt als bei einer sehr schwachen Beleuchtung. Für die Verschiebung der Rußteilchen mit Halbmesser etwa 0,4 μ bei einer schwachen Beleuchtung $\left(\overline{\Delta^2_{x,o}}\right)$ und für dieselbe Größe in einem Lichtstrom von 2,2 cal/cm² min $\left(\overline{\Delta^2_{x,i}}\right)$ wurde gefunden

$$\overline{\Delta^2_{x,o}} : \overline{\Delta^2_{x,i}} = 1 : 1{,}45.$$

Es wurde auch gezeigt, daß diese Vergrößerung keine gewöhnliche Wärmeerscheinung ist. Zur Erklärung derselben habe ich die Hypothese[1]) der Quantendruckimpulse herangezogen und auf Grund einer unrichtigen Idee, daß die B.B. überhaupt nur durch Impulse der schwarzen Strahlung erzeugt wird, und mit einer mangelhaften Rechnung, welche den Gedanken (zur Anregung der Theoretiker) illustrieren sollte, habe ich zufälligerweise eine sehr gute Erklärung erzielt. Das will ich hier korrigieren.

Geben wir zu, der Zuwachs der B.B. der Rußteilchen stamme aus den Emissionsimpulsen $h\nu/c$ jener schwarz ausgestrahlten Energie, die von dem Teilchen aus dem Lichtstrom absorbiert wurde. Ist $\overline{\Delta^2_x}$ die durch diese Impulse hervorgebrachte Verschiebung, so haben wir[2])

$$\overline{\Delta^2_{x,i}} = \overline{\Delta^2_{x,o}} + \overline{\Delta^2_x}. \tag{12}$$

Soll das Rußteilchen die absorbierte Energie schwarz ausstrahlen, so muß es wie ein schwarzer Körper von der Temperatur $T_1 = 345$ strahlen, wie man aus den durch Messung gegebenen Daten und aus dem Stefan-Boltzmannschen Gesetze findet. Für $\overline{\Delta^2_x}$ kann man nur den Unterschied der Lichtdruckbewegungen, welcher den Temperaturen T_1 und $T_0 = 293$ entspricht, nehmen, nach (9) also

$$\overline{\Delta^2_x} = \frac{16\beta}{9\zeta^2} \frac{k^5}{h^3 c^4}\left(T_1^5 - T_0^5\right) t.$$

Für das Verhältnis der Null- und der vergrößerten Bewegung erhalten wir mit Rücksicht

---

1) Planck, Theorie der Wärmestrahlung, II. Ausg., S. 162.

2) Ann. d. Phys. **83**, 735, 1927; Výr. Zpr. JČMF 1924, S. 8; Spisy přír. fak. Karlovy univ. č. **77**.

1) Ohne Kenntnis der oben zitierten Einsteinschen Abhandlung.

2) Wir benützen hier einen Satz, der leicht mit der Rechenmethode von Einstein und Hopf zu beweisen ist, nämlich:

Wenn irgendeine molekular ungeordnete Ursache auf einem Körper ein mittleres Verschiebungsquadrat $\overline{\Delta^2_1}$, und eine in ihrem Wesen andere, gleichfalls ungeordnete Ursache das m. Vq. $\overline{\Delta^2_2}$ hervorbringt, so ist das totale m. Vq. $\overline{\Delta^2}$, wenn beide Ursachen gleichzeitig wirken, eine Summe der einzelnen Quadrate, $\overline{\Delta^2} = \overline{\Delta^2_1} + \overline{\Delta^2_2}$.

auf (12)

$$\overline{\Delta^2_{x,o}} : \overline{\Delta^2_{x,i}} = 1 : \left(1 + C\frac{r}{\zeta}\cdot\frac{T_1^5 - T_0^5}{T_0}\right).$$

Nach Einsetzen der Zahlenwerte in den letzten Bruch bekommen wir statt der gemessenen 0,45 eine unendlich kleine Vergrößerung $0{,}38 \cdot 10^{-18}$, was schon aus dem vorigen Absatze sich erwarten ließ.

Ebenfalls läßt sich zahlenmäßig zeigen, daß auch alle anderen bekannten physikalischen Erscheinungen (Temperaturgefälle, Rückstöße der auf dem Teilchen erwärmten Flüssigkeitsmoleküle, Rückstöße der Photoelektronen, wenn sie vorkämen), welche das von den Kohlenteilchen absorbierte Licht hervorrufen könnte, nur eine praktisch unendlich kleine Bewegungsvergrößerung verursachen können, so daß die festgestellte Vergrößerung unerklärt bleibt.

Die weiteren experimentellen Ergebnisse über die Erregung der Wärmebewegung der Kohlenteilchen durch Licht, welche ich gleichzeitig publiziere, zeigen im Einklang mit diesen Berechnungen, daß es sich hier um eine neue Kraftwirkung des absorbierten Lichtes auf die Materie handelt.

Prag, I. phys. Institut der böhmischen techn. Hochschule.

(Eingegangen 4. November 1929.)

Über den Verlauf der elektrischen Momente in homologen Reihen.

Von H. A. Stuart.

Während bei den Alkoholen und Ketonen auf der einen Seite das elektrische Moment innerhalb der Reihe praktisch konstant bleibt (siehe Tabelle 1), sind verschiedene homologe Reihen bekannt, in denen dasselbe Moment unregelmäßige Schwankungen (z. B. $C_nH_{2n+1}Cl$) oder eine gleichmäßige Zu- bzw. Abnahme (die Nitrile bzw. die Äther) zeigt. Da man sicher den einzelnen Bindungen[1]) charakteristische Momente zuschreiben darf, und da ferner bei gesättigten Kohlenwasserstoffen jedes H-Atom durch ein Alkyl oder umgekehrt ersetzt werden kann, ohne daß sich infolge der Gleichheit[1]) der Bindungsmomente von $H - C$ und $H_3C - C$ das resultierende Moment ändert, läßt sich eine beobachtete Änderung z. B. beim Übergang von HCN zu CH_3CN oder von CH_3Cl zu C_2H_5Cl nur durch eine Polarisation[1]) der neuen CH_3-Gruppe durch das starke elektrische Moment der $C - N$- bzw. $C - Cl$-Bindung erklären[2]).

Einen allgemeinen Fingerzeig gibt uns der Umstand, daß im Falle der Nitrile, wo diese Polarisationswirkung besonders groß ist, das charakteristische Moment $\overset{+}{C} \equiv \overset{-}{N}$ in die „Längsrichtung" (Fig. 1a u. 1b) des Moleküls fällt, während es bei den Reihen mit konstantem Moment, das sind die Alkohole[3]) und Ketone, dazu senkrecht steht. Es wird also die Lage der polarisierten CH_2- bzw. CH_3-Gruppen zur polaren Gruppe für das resultierende Gesamtmoment maßgebend sein.

Es soll nun im folgenden gezeigt werden, wie sich der Verlauf der elektrischen Momente in den Anfangsgliedern einiger Reihen, bei denen genaue, meist am Dampfe gewonnene Messungen vorliegen, erklären läßt, wenn man nur berücksichtigt, daß die freie Drehbarkeit durch räumliche Behinderung und durch die elektrischen An- und Abstoßungskräfte zwischen den geladenen Atomen und Atomgruppen eingeschränkt wird. Für die sich auf diese Weise ergebenden ausgezeichneten Lagen kleinster potentieller Energie läßt sich dann die Wirkung des Polarisationseffektes eindeutig angeben. Eine numerische Berechnung ist allerdings erst möglich, wenn wir über die Ladungsverteilung in polaren Gruppen und in polarisierten CH_2-Gruppen Näheres wissen, und ebenso läßt sich natürlich bei Molekülen mit drehbaren Gruppen das im Mittel beobachtete elektrische Moment erst berechnen, wenn wir die potentielle Energie und damit die Wahrscheinlichkeit jeder einzelnen Stellung als Funktion der Temperatur angeben können.

Wir gehen von den Momenten der einzelnen Bindungen, wie sie von Eucken und Meyer eingeführt und berechnet worden sind, aus. Ferner nehmen wir am Kohlenstoff bei 4 einfachen Bindungen und am Sauerstoff konstante Valenzwinkel von 110° an, für deren Vorhandensein sich ja auch rein physikalische Argumente[4]) beibringen lassen. Kleine Abweichungen von diesem

1) A. Eucken u. L. Meyer, Physik. Zeitschr. 30, 397, 1929.

1) Bei kleinen Momenten wie $H—C$ ist diese Polarisation offenbar noch unmerklich, da sonst das Bindungsmoment $H_3C—C$ sich nicht vektoriell aus den Momenten der drei $H—C$-Bindungen zusammensetzen ließe.

2) Das steht in Einklang mit der Größe der induzierten Momente, die man durch eine numerische Abschätzung dieser Polarisationswirkung erhält.

3) Nach A. Eucken und L. Meyer l. c. steht das aus $\overset{+}{H}—\overset{-}{O}$ und $\overset{+}{C}—\overset{-}{O}$ resultierende Moment praktisch senkrecht auf der Richtung $O—C$.

4) Vgl. K. L. Wolf, Zeitschr. f. phys. Chem. 3, 128, 1929.

Tabelle I.

Formel	$\mu + 10^{18}$	Formel	$\mu + 10^{18}$	Formel	$\mu + 10^{18}$	Formel	$\mu + 10^{18}$	Formel	$\mu + 10^{18}$
HCN	2,65								
CH_3CN	3,11	$(CH_3)_2O$	1,29	CH_3Cl	1,89	CH_3OH	1,68	$(CH_3)_2CO$	2,71
C_2H_5CN	3.34	$(C_2H_5)_2O$	1,14	C_2H_5Cl	2,08	C_2H_5OH	1,69	$(C_2H_5)_2CO$	2,72
C_3H_7CN	3.46	$(C_3H_7)_2O$	0,85	C_3H_7Cl	1,87	C_3H_7OH	1,66	$(C_3H)_2CO$	2,73
C_4H_9CN	3,84					C_4H_9OH	1,66		

Winkel würden übrigens die folgenden Resultate kaum beeinflussen.

Die Reihe HCN, CH_3CN, C_2H_5CN ..... zeigt nach den Messungen von Werner[1]) einen sehr starken Anstieg des elektrischen Momentes. Beim HCN ist dasselbe praktisch der CN-Bindung zuzuordnen. Ersetzt man jetzt das H-Atom durch eine CH_3-Gruppe, so wird das Bindungsmoment $\overset{+}{C}\equiv\overset{-}{N}$ diese polarisieren, und zwar wird das induzierte Moment μ_1 (siehe Figur 1a) in diesem besonderen Fall, wo die CH_3-Gruppe auf der Geraden $N—C$ liegt, besonders groß werden und

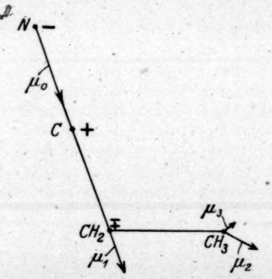

Fig. 1a. Äthylcyanid.

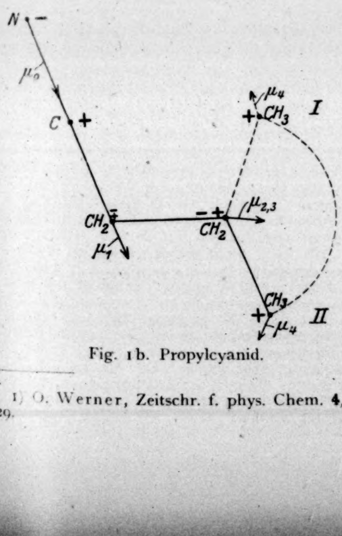

Fig. 1b. Propylcyanid.

1) O. Werner, Zeitschr. f. phys. Chem. 4, 388, 1929.

sich dem ursprünglichen Moment μ_0 direkt hinzuaddieren — von der wechselseitigen Induktion, die nur eine untergeordnete Rolle spielen wird, soll immer abgesehen werden — und wir beobachten beim CH_3CN eine erhebliche Zunahme des Gesamtmomentes. Gehen wir jetzt zum C_2H_5CN über (Fig. 1a), so ist infolge der Winklung am C-Atom die neue CH_3-Gruppe noch genügend nahe, um merklich durch das $C—N$-Moment polarisiert zu werden (induz. Moment μ_2), was sich in einem weiteren Anstiege des elektrischen Momentes bemerkbar macht. Außerdem wird das Moment μ_1 seinerseits in der CH_3-Gruppe ein Moment μ_3 induzieren, das voraussichtlich eine kleine Zunahme des Gesamtmomentes ergibt. Beim C_3H_7CN endlich (Fig. 1b), wo die CH_3-Gruppe zunächst frei drehbar erscheint, ist die Stellung I wegen der Abstoßung zwischen $\overset{+}{CH_3}$ und $\overset{+}{C}$ wenig wahrscheinlich und vielmehr Stellung II und deren Umgebung bevorzugt. Daß hier, wie die Beobachtung lehrt, immer noch ein zusätzliches Moment μ_4 induziert wird, erklärt sich wohl daraus, daß μ_{23} noch genügend stark ist, um die letzte CH_3-Gruppe zu polarisieren. Für Stellung II ergibt sich dann ein zusätzliches elektrisches Moment μ_4 während in der unwahrscheinlichen Lage I μ_4 das Gesamtmoment verkleinern würde. Es wäre übrigens denkbar, daß durch die besonderen Verhältnisse bei den Nitrilen eine leichte Streckung der Valenzwinkel und damit des gesamten Moleküls stattfindet, was die Polarisationswirkung begünstigen würde. — Die Kräfte zwischen den einzelnen Momenten wirken jedenfalls im Sinne einer solchen Streckung.

Die Reihe CH_3Cl, C_2H_5Cl, C_3H_7Cl[1]). Bei Methylchlorid beträgt das Bindungsmoment $C—Cl$ ungefähr $1{,}5 \cdot 10^{-18}$ (nämlich $1{,}89 \cdot 10^{-18} — 0{,}4 \cdot 10^{-18}$). Ersetzt man ein H-Atom durch eine CH_3-Gruppe (Äthylchlorid $\mu = 2{,}08 \cdot 10^{-18}$), so ergibt die Polarisation der CH_3-Gruppe durch das $C—Cl$-Moment ein zusätzliches elektrisches Moment μ_1 (Fig. 2a). Bei Propylchlorid endlich ist die freie Drehbarkeit der neuen CH_3-Gruppe, wie ein Blick auf Figur 2b zeigt, wegen der Anziehung

1) O. Fuchs, erscheint in Zeitschr. f. Phys. findet für $CH_3Cl\,\mu = 1{,}89$ u. für $C_2H_5Cl\ \mu = 2{,}08 \times 10^{-18}$.

von $\overset{-}{Cl}$ und $\overset{+}{CH_3}$ stark zugunsten von Stellung I eingeschränkt. In dieser Lage minimaler potentieller Energie[1]) liegt die CH_3-Gruppe fast senkrecht auf dem Mittellot von $C—Cl$, d. h. das in CH_3 induzierte Moment μ_2 muß das Gesamtmoment abschwächen, während in Stellung II durch μ_2 eine geringe Zunahme zu erwarten wäre. Ebenso würde das in CH_2 induzierte Moment μ_1 falls diese sekundäre Induktion überhaupt noch

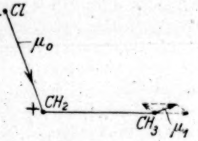

Fig. 2a.

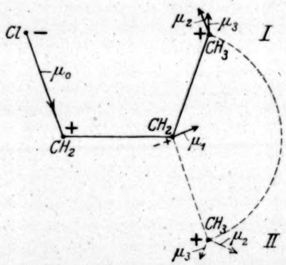

Fig. 2b.

merklich ist, in Stellung I sicher durch μ_3 eine Schwächung, in II aber eine Verstärkung bewirken. Die hier geforderte Abnahme des elektrischen Momentes beim Übergang von C_2H_5Cl zu C_3H_7Cl wird durch Sängers Messungen[2]) bestätigt; — ein sinnfälliger Beweis für eine durch intramolekulare Kräfte eingeschränkte freie Drehbarkeit.

Die Äther. Das elektrische Moment des Methyläthers beträgt $1{,}29 \cdot 10^{-18}$ [3]). Daraus berechnet sich bei einem Winkel von 110° nach dem Verfahren von Eucken und Meyer für die $C—O$-Bindung der Wert $\mu_0 = 0{,}7 \cdot 10^{-18}$. Beim Äthyläther, $\mu = 1{,}14 \cdot 10^{-18}$ [3]) ist (siehe Figur 3a) die Stellung II unmöglich, schon wegen der räumlichen Behinderung der beiden CH_3-Gruppen. Als stabilste bevorzugte Lage erscheint die Stellung I, in der die induzierten Momente μ_1 eine Verminderung des Gesamtmomentes bewirken müssen, was durch die Messungen bestätigt wird. Bei Propyläther ist die in Figur 3b angenommene Stellung ausgesprochen eine solche kleinster potentieller Energie und die in den neuen noch genügend nahen CH_3-Gruppen induzierten Momente μ_2 ergeben eine weitere Abnahme des Gesamt-

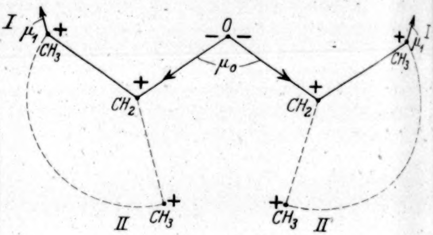

Fig. 3a. Diäthyläther.

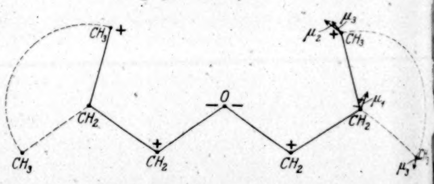

Fig. 3b. Dipropyläther.

momentes in Übereinstimmung mit den Beobachtungen von Sänger und Steiger[1]), die $\mu = 0{,}85 \cdot 10^{-18}$ finden. Eine wahrscheinlich nicht mehr merkliche Induktion durch die μ_1-Momente der benachbarten CH_2-Gruppen würde in I sicher eine Schwächung μ_3, in II dagegen durch μ_3 eine Verstärkung des Gesamtmomentes ergeben[2]).

---

1) Vielleicht ist die Lage I so stabil, daß bei Zimmertemperatur nur kleine Schwingungen um dieselbe stattfinden. Bei höheren Temperaturen wäre dann als Folge der großen Schwingungsamplituden bzw. Rotationen eine Zunahme des mittleren elektrischen Momentes zu erwarten.

2) R. Sänger, Leipziger Vorträge 1929, S. 12; findet $\mu = 1{,}87 \cdot 10^{-18}$; für CH_3Cl und C_2H_5Cl 1,86 und $1{,}99 \cdot 10^{-18}$.

3) H. A. Stuart, Zeitschr. f. Phys. **51**, 490, 1928.

---

1) R. Sänger u. O. Steiger, Helv. Phys. Acta II, 136, 1929; für $(CH_3)_2O$ u. $(C_2H_5)_2O$ geben die Autoren 1,32 u. $1{,}10 \cdot 10^{-18}$ an.

2) Es ist selbstverständlich von vornherein nicht ausgeschlossen, daß bei Äthyläther in Stellung I wegen der räumlichen Behinderung bzw. der elektrischen Abstoßung eine Spreizung der Winkel an den C- und O-Atomen stattfindet. Ob in diesem Falle eine Zu- oder Abnahme des Gesamtmomentes bei Berücksichtigung der Polarisation der CH_3-Gruppe resultiert, läßt sich nicht sagen. Dagegen wäre beim Einbau der nächsten CH_3-Gruppe, d. h. bei Propyläther Konstanz bzw. geringe Zunahme des Gesamtmomentes zu erwarten, während eine starke Abnahme beobachtet wird. Wir möchten überhaupt annehmen, daß eine starke Spreizung der Valenzwinkel erst dann stattfindet, wenn ein Ausweichen mittels freier Drehbarkeit nicht mehr möglich ist. Ein solcher Fall ist offenbar von Debye am Dichlormethan, mitgeteilt von L. Ebert in den Leipziger Vorträgen 1929, S. 72, beobachtet worden.

Die Alkohole. Bei den Alkoholen steht das aus den Bindungsmomenten $\overset{+}{H}-\overset{-}{O}$ und $\overset{+}{C}-\overset{-}{O}$ zusammengesetzte charakteristische Moment μ_0 praktisch senkrecht auf $O-C$[1]). Man erkennt, daß beim Äthylalkohol (Fig. 4) wegen des kurzen

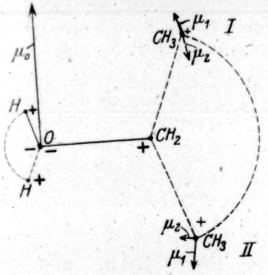

Fig. 4. Äthylalkohol.

OH-Armes (der H-Kern ist innerhalb der Elektronenhülle des OH-Oktetts), die Unterschiede in der potentiellen Energie bei einer Drehung des OH-Armes oder was dasselbe bedeutet, des $C-CH_3$-Armes sehr klein sein werden, so daß die freie Drehbarkeit hier fast gar nicht beschränkt wird. Es erscheinen also alle Stellungen ziemlich gleich berechtigt. Wie sich nun für die einzelnen Lagen des $C-CH_3$-Armes die induzierten Momente auswirken, läßt sich in diesem komplizierten Falle meist nicht ohne weiteres übersehen. In Stellung I wird z. B. die Polarisation der CH_3-Gruppe (μ_1) durch das Bindungsmoment $\overset{+}{C}-\overset{-}{O}$ (vgl. C_2H_5Cl) das Gesamtmoment verstärken, in II aber um denselben Betrag μ_1 abschwächen; für die Polarisation μ_2 durch das $\overset{+}{H}-\overset{-}{O}$ Moment ergibt sich in I eindeutig eine Schwächung, in II dagegen vermutlich eine geringe Verstärkung[2]). Man sieht jedenfalls, daß die einzelnen induzierten Momente sich weitgehend kompensieren können, d. h. daß das elektrische Moment sicher keine große Änderung erfährt, vielmehr als fast konstant zu erwarten ist, was durch das Experiment[3]) bestätigt wird. Beim Propylalkohol werden die Verhältnisse noch verwickelter[4]).

1) A. Eucken u. L. Meyer, l. c.

2) Bei ganz kleinem Abstande der Schwerpunkte der Plus- und Minusladungen in der OH-Gruppe würde eine geringe Abschwächung möglich sein, wie man durch eine Vektorzeichnung sofort sieht.

3) J. Miles, Phys. Rev. **34**, 964, 1929.

4) Eine Stellung minimaler potentieller Energie ist zwar vorhanden, aber nicht so ausgeprägt wie bei Propyläther. Das elektrische Moment ändert sich ja auch nur geringfügig, und zwar in dem hier zu erwartenden Sinne.

Die Ketone. Wenn wir von Formaldehyd zu Acetaldehyd bzw. zu Aceton übergehen, werden wir eine beträchtliche Polarisation der CH_3-Gruppen durch das Bindungsmoment $C=O$ erwarten. Deren Einfluß auf das Gesamtmoment ist aber vom Winkel am C-Atom, der bei der Doppelbindung nicht ohne weiteres gleich 110° gesetzt werden darf, abhängig und kann bei ziemlich stumpfem Winkel Null sein. Brauchbare Messungen liegen für diese Anfangsglieder leider nicht vor. In derselben Weise würde sich die bei längeren Ketten von Wolf und Lederle[1]) beobachtete durchschnittliche Konstanz des elektrischen Moments erklären lassen[2]).

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, wie sich bei einigen homologen Reihen aus der Polarisation von CH_2- und CH_3-Gruppen durch die für die betr. Reihe charakteristischen Bindungsmomente der ganz verschiedene Verlauf der elektrischen Momente erklären läßt, wenn man nur berücksichtigt, daß die freie Drehbarkeit durch bestimmte Lagen minimaler potentieller Energie eingeschränkt wird. Die so ausgezeichneten Molekülformen werden bei einigen Äthern, Nitrilen und bei Propylchlorid angegeben.

1) K. L. Wolf und E. Lederle, Phys. Zeitschr. **29**, 948, 1928.

2) Beim Diäthylketon würde man allerdings wie bei C_3H_7Cl eine ausgesprochene Lage minimaler potentieller Energie erwarten, die eine Abnahme des Gesamtmomentes ergeben müßte, was jedoch nach den Messungen nicht der Fall ist. Sicheres läßt sich erst sagen, wenn die Winkelverhältnisse klar sind.

Königsberg Pr., II. Physikalisches Institut.

Bewegung von Licht und Materie im Gravitationsfeld.

Von Jakob Kunz.

Die Erscheinungen, welche den Gegenstand des nachfolgenden Versuches bilden, werden von der allgemeinen Theorie der Relativität behandelt; d. h. die Rotation des Periheliums des Merkur, die Biegung eines Lichtstrahles von einem Fixsterne um die Sonne, und die Verschiebung der Spektrallinien der Sonne nach dem roten Ende des Spektrums. In der Theorie der Relativität werden diese Erscheinungen zusammengefaßt in einem komplizierten mathematischen System nichteuklidischer Geometrie, das uns kein Bild von dem Mechanismus der Natur gibt. Es wird

aber wohl noch lange einige Wissenschaftler geben, die wünschen, in das Räderwerk der Natur hineinzusehen. Außerdem behaupten einige Mathematiker, daß eine endliche Anzahl von Erscheinungen erklärt werden kann durch mehrere mathematische Theorien. Während ich noch keinen Beweis dieser Behauptung gefunden habe, gibt die Theorie der Relativität selbst wenigstens einen Anhalt für die Stellung des Problems. In der Tat, wenn wir die Weltlinien der materiellen Punkte betrachten, dann beobachten wir nur die Koinzidenzen oder Schnittpunkte der Weltlinien. Diese Punkte aber können in unendlich vielen Weisen durch kontinuierliche Kurven verbunden werden, wie z. B. die Punkte p_1, p_2, p_5 der Fig. 1

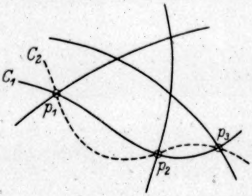

Fig. 1.

durch die Kurven C_1 und C_2. Außerdem haben wir jetzt zwei verschiedene Lichttheorien, die elektromagnetische von Maxwell und die Quantentheorie von Planck.

In den folgenden Zeilen werde ich einen Versuch machen, die erwähnten Erscheinungen vom Standpunkte einer elektromagnetischen Emissionstheorie zu erklären, die ich im Physical Review, Band III, Seite 464, 1914 veröffentlicht habe. Diese Emissionstheorie wird hier als Quantentheorie spezialisiert. In dieser Kombination liegt freilich das große Problem der gegenwärtigen Forschung verborgen.

Ich nehme an, daß ein Lichtstrahl Energie, Impuls und Masse mit sich führt, so daß die Masse m einer Einheit von Lichtenergie ist gleich $\frac{h\nu}{c^2}$. Auf dieser Grundlage sind schon mehrere Untersuchungen ausgeführt worden von P. Lenard[1]), A. Bucherer[2]), R. Schaposchnikow[3]), W. Laschkarew[4]).

Ihre Resultate scheinen mir zum Teil widerspruchsvoll zu sein und ich wünsche daher eine unabhängige Behandlung derselben Erscheinungen zu geben.

1) Ann. d. Phys. **73**, 89, 1924.
2) Ann. d. Phys. **68**, 1, 545, 1922; Zeitschr. f. Phys. **26**, 188, 1924; **28**, 335, 1924.
3) Zeitschr. f. Phys. **36**, 73, 1926.
4) Zeitschr. f. Phys. **44**, 361, 1927.

Ohne die Theorie von der Trägheit der Energie von F. Hasenöhrl zu kennen, habe ich einen Ausdruck für die transversale Masse eines Elektrons gegeben, unabhängig von der Methode der Relativität und ich will zunächst einen Ausdruck für die longitudinale Masse hinzufügen. Die folgenden Bezeichnungen sind im allgemeinen Gebrauch, so daß eine Erklärung der Symbole unnötig ist.

$$f\,dt = d(mv) = m\,dv + v\,dm$$

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$dm = \frac{m_0 v\,dv}{c^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}}$$

$$f = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\frac{dv}{dt} + \frac{m_0 v^2\,dv}{c^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2} dt}$$

$$f = m_0 \frac{dv}{dt}\frac{1}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} = m_e \frac{dv}{dt},$$

d. h. die longitudinale Masse

$$m_e = m_0 \frac{1}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}}$$

und die transversale Masse

$$m_t = m_0 \frac{1}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}.$$

Unabhängig von dieser Ableitung wollen wir die beiden Ausdrücke für die transversale und die longitudinale Masse annehmen als Korrektionen des alten Massenbegriffes.

Wir betrachten nun zunächst die Verschiebung der Spektrallinien der Sonne. Es sei m_1 die Masse der Sonne, m die Masse einer Lichteinheit $h\nu$ von der Frequenz ν, in der Distanz r von der Sonne, auf dem Wege von der Sonne ins Unendliche, wo die Frequenz den Wert ν_0 annimmt. Diese Lichteinheit m wird von der Sonne angezogen mit einer Kraft $F = -G\frac{m_1 m}{r^2}$.

Wir drücken jetzt das Gesetz von der Erhaltung der Energie in erster Annäherung durch die Gleichung aus:

$$h\nu = G\frac{m_1 m}{r_1} + h\nu_0$$

oder

$$h\nu = h\nu_0\left(1 + G\frac{m_1 m}{r h \nu_0}\right). \quad (1)$$

Aber $\nu = \frac{h\nu_0}{c_0^2}$, daher

$$\nu = \nu_0\left(1 + G\frac{m_1}{c_0^2 r}\right).$$

Wenn wir $\alpha = G\frac{m_1}{c_0^2}$, setzen, so folgt:

$$\nu = \nu_0\left(1 + \frac{\alpha}{r}\right). \qquad (2)$$

Wenn eine Lichteinheit die Oberfläche der Sonne verläßt mit der Frequenz ν_R für $r = R$, so erhalten wir eine Frequenz ν_0, so daß

$$\nu_0 = \nu_R\left(1 - \frac{\alpha}{R}\right), \qquad (3)$$

das heißt, das auf der Erde beobachtete Licht hat eine kleinere Frequenz, oder die entsprechende Spektrallinie ist nach dem roten Ende des Spektrums verschoben. Dieselbe Formel hat Einstein zuerst aus der allgemeinen Theorie der Relativität abgeleitet. Die hier gegebene Ableitung ist nicht einwandfrei. Nach Gleichung (1) wird angenommen, daß der elementare Prozeß der Lichtemission von gegebener Frequenz derselbe ist auf allen Sternen und in allen Lichtquellen, und ferner, daß die potentielle Energie eines der Gravitation unterworfenen Lichtteilchens in Strahlungsenergie

$$h(\nu - \nu_0) = G\frac{m_1 m}{r}$$

verwandelt wird und nicht in kinetische Energie. Die Biegung aber eines Lichtstrahles um die Sonne zeigt, daß das Teilchen von der Sonne angezogen wird, so daß seine Geschwindigkeit oder die Geschwindigkeit des Lichtes auch von der potentiellen Energie abhängt. Um das Gesetz von der Erhaltung der Energie dementsprechend zu formulieren, wollen wir die Vorstellungen der longitudinalen und der transversalen Masse auf die Lichtteilchen anwenden. Wenn ein materielles Teilchen aus dem Unendlichen nach einen anziehenden Körper von der Masse m_1 kommt, so ist seine Geschwindigkeit v in der Distanz r von m_1 gegeben durch die Gleichung

$$v^2 = \frac{2Gm_1}{r}$$

oder

$$\frac{v^2}{c^2} = \frac{2Gm_1}{c^2 r} = \frac{2\alpha}{r}.$$

Wir nehmen jetzt für die transversale Masse den Ausdruck an:

$$m_t = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{2\alpha}{r}}} = m_0\left(1 + \frac{\alpha}{r}\right)$$

und für die longitudinale oder beinahe radiale Masse

$$m_r = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}^{\,3}} = m_0\left(1 + \frac{3\alpha}{r}\right).$$

Anstatt Gleichung (1) wollen wir die Erhaltung der Energie in der Form schreiben

$$h\nu + \frac{1}{2}mc^2 - G\frac{m_1 m}{r} = h\nu_0 + \frac{1}{2}m_0 c_0^2. \qquad (4)$$

Die hier in Betracht kommenden Wirkungen sehen wir als kleine Korrektionen der klassischen Dynamik an. Indem wir von der Gleichung (4) die Gleichung (1) subtrahieren, erhalten wir annäherungsweise

$$mc^2 = m_0 c_0^2$$

oder

$$m_r\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + m_t\left(r\frac{d\Phi}{dt}\right)^2 = m_{0\,r} c_0^2$$

oder

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{m_t}{m_r}\left(r\frac{d\Phi}{dt}\right)^2 = c_0^2$$

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{1 + \frac{\alpha}{r}}{1 + \frac{3\alpha}{r}}\left(r\frac{d\Phi}{dt}\right)^2 = c_0^2 \qquad (5)$$

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \left(1 - \frac{2\alpha}{r}\right)\left(r\frac{d\Phi}{dt}\right)^2 = c_0^2. \qquad (6)$$

Das Impulsmoment M' setzen wir gleich

$$M' = m_t r^2\frac{d\Phi}{dt} = m_0\left(1 + \frac{\alpha}{r}\right)r^2\frac{d\Phi}{dt}$$

konstant in erster Annäherung, oder

$$M = r^2\frac{d\Phi}{dt},$$

dann haben wir

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{M}{r^2}, \quad dt = d\Phi\frac{r^2}{M};$$

diese Ausdrücke substituieren wir in (6) und erhalten:

$$\left(\frac{dr}{d\Phi}\frac{M}{r^2}\right)^2 + \left(1 - \frac{2\alpha}{r}\right)\frac{M^2}{r^2} = C_0^2.$$

Wir setzen weiter $u = \frac{1}{r}$ und erhalten

$$\left(\frac{du}{d\Phi}\right)^2 + (1 - 2\alpha u)u^2 = \frac{c_0^2}{M^2};$$

durch weitere Umformung folgen die Glei-

chungen:

$$\left(\frac{du}{d\Phi}\right)^2 = \frac{c_0^2}{M^2} - u^2 + 2\alpha u^3$$

$$= \left(\frac{c_0^2}{M^2} - u^2\right)\left[1 + \frac{2\alpha u^3}{\frac{c_0^2}{M^2} - u^2}\right]$$

$$\frac{du}{\sqrt{\frac{c_0^2}{M^2} - u^2}}\left(1 - \frac{\alpha u^3}{\frac{c_0^2}{M^2} - u^2}\right) = d\Phi$$

$$\Phi = \arcsin\frac{uM}{c_0} - \frac{\alpha\left(2\frac{c_0^2}{M^2} - u^2\right)}{\sqrt{\frac{c_0^2}{M^2} - u^2}}$$

$$u = \frac{c_0}{M}\sin\left[\Phi + \frac{\alpha\left(2\frac{c_0^2}{M^2} - u^2\right)}{\sqrt{\frac{c_0^2}{M^2} - u^2}}\right].$$

Für $r = \infty$: $u = 0$, $\Phi = \Phi_\infty$, daher gilt:

$$\Phi_\infty = -\frac{2\alpha\frac{c_0^2}{M^2}}{\frac{c_0}{M}} = -2\alpha\frac{c_0}{M}.$$

Für $r = R$; $M = c_0 R$, näherungsweise, daher

$$\Phi_\infty = \frac{2\alpha}{R},$$

der Ablenkungswinkel aber ist:

$$2\Phi_\infty = \frac{4\alpha}{R} = \frac{4Gm_1}{c_0^2 R} \qquad (7)$$

ein Resultat, das wieder übereinstimmt mit dem-

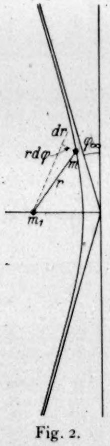

Fig. 2.

jenigen der Relativität, und das zweimal so groß ist als dasjenige der klassischen Mechanik.

Wir wenden Gleichung (4) auf einen Lichtstrahl an, welcher sich in der Richtung des Radius nach der anziehenden Masse m_1 bewegt, und erhalten:

$$\frac{c^2}{c_0^2} = \frac{2h}{m_r}\left(\frac{\nu_0 - \nu}{c_0^2}\right) + \frac{m_0}{m_r} + \frac{2Gm_1}{c_0^2 r}$$

und mittels (2)

$$\nu_0 - \nu = -\nu_0\frac{\alpha}{r}; \quad m_0 = \frac{h\nu_0}{c_0^2}$$

$$\frac{2h}{m_r}\frac{\nu_0 - \nu}{c_0^2} = \frac{-2h\nu_0\frac{\alpha}{r}}{m_0 c_0^2\left(1 + \frac{3\alpha}{r}\right)} = \frac{2\alpha}{r}\left(1 - \frac{3\alpha}{r}\right) = -\frac{2\alpha}{r}$$

$$\frac{c^2}{c_0^2} = -\frac{2\alpha}{r} + \frac{m_0}{m_0\left(1 + \frac{3\alpha}{r}\right)} + \frac{2\alpha}{r} = 1 - \frac{3\alpha}{r}$$

oder

$$c = c_0\left(1 - \frac{3\alpha}{2r}\right). \qquad (8)$$

Die Geschwindigkeit des Lichtes nimmt ab, wenn das Lichtteilchen sich dem anziehenden Körper nähert. Dieses Resultat steht im Widerspruch mit der Bewegung eines Planeten oder irgendeiner schweren Masse. Es kommt dadurch zustande, daß die potentielle Energie zum Teil in Strahlungsenergie verwandelt wird. Aus (8) folgt:

$$dc = c_0\frac{3}{2}\frac{\alpha}{r^2}dr$$

oder

$$\Delta c = c_0\frac{3}{2}\frac{\alpha}{r^2}\Delta r.$$

Auf der Oberfläche der Erde haben wir:

$$c_0 = 3{,}10^{10}$$

$$\alpha = \frac{Gm_1}{c_0^2} = \frac{6{,}66\cdot 10^{-8}}{9\cdot 10^{20}}\,\frac{2}{3}\,10^{28} = 0{,}49$$

$$r = R = 6{,}37\cdot 10^8$$

$$\Delta c = 3\cdot 10^{10}\cdot\frac{3}{2}\cdot\frac{0{,}49}{(6{,}37)^2\cdot 10^{16}}\Delta r = 5{,}5\cdot 10^{-8}\Delta r,$$

ein Einfluß, der kaum gemessen werden könnte.

Wir betrachten endlich die Bewegung eines Planeten um die Sonne von der Masse m_1 und schreiben das Prinzip von der Erhaltung der Energie in der folgenden Form:

$$\frac{1}{2}m_r\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{1}{2}m_t\left(r\frac{d\Phi}{dt}\right)^2 - G\frac{m_r m_1}{r} = \text{const} = E$$

$$m_0\left(1 + \frac{3\alpha}{r}\right)\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + m_0\left(1 + \frac{\alpha}{r}\right)\left(r\frac{d\Phi}{dt}\right)^2 - \frac{2m_0}{r}\left(1 + \frac{3\alpha}{r}\right)Gm_1 = 2E$$

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{1 + \frac{\alpha}{r}}{1 + \frac{3\alpha}{r}}\left(r\frac{d\Phi}{dt}\right)^2 - \frac{2Gm_1}{r} = \frac{2E}{m_0}\left(1 - \frac{3\alpha}{r}\right).$$

Wir nehmen wieder an:

$$r^2 \frac{d\Phi}{dt} = M,$$

setzen $u = \frac{1}{r}$ und erhalten nach Substitution

$$\left(\frac{du}{d\Phi}\right)^2 + (1 - 2\alpha u) u^2 - 2 \frac{G m_1}{M^2} u$$

$$= \frac{2E}{m_0 M^2}(1 - 3\alpha u)$$

$$\left(\frac{du}{d\Phi}\right)^2 + u \left[\frac{6\alpha E}{m_0 M^2} - \frac{2 G m_1}{M^2}\right]$$

$$+ u^2 - 2\alpha u^3 - \frac{2E}{m_0 M^2} = 0.$$

Wir differentiieren mit Rücksicht auf Φ

$$2 \frac{du}{d\Phi} \frac{d^2 u}{d\Phi^2} + \frac{du}{d\Phi}\left[\quad\right]$$

$$+ 2u \frac{du}{d\Phi} - 6\alpha u^2 \frac{du}{d\Phi} = 0.$$

Die Differentialgleichung hat daher die folgende Form:

$$\frac{d^2 u}{d\Phi^2} + \left[\frac{3\alpha E}{m_0 M^2} - \frac{G m_1}{M^2}\right] + u - 3\alpha u^2 = 0.$$

Für Merkur erhalte ich:

$$\frac{3\alpha E}{m_0} = -1{,}66 \cdot 10^{13} \qquad - G m_1 = -1{,}33 \cdot 10^{26};$$

daher können wir den ersten Teil der Klammer vernachlässigen und schreiben:

$$\frac{d^2 u}{d\Phi^2} + u - 3\alpha u^2 - \frac{G m_1}{M^2} = 0. \qquad (9)$$

Wir lösen diese Differentialgleichung durch sukzessive Approximation und beginnen mit der reduzierten Form:

$$\frac{d^2 u_0}{d\Phi^2} + u_0 - \frac{G m_1}{M^2} = 0.$$

Wir setzen

$$\xi = u_0 - \frac{G m_1}{M^2},$$

dann folgt:

$$\frac{d^2 \xi}{d\Phi^2} + \xi = 0, \text{ oder } \xi = C \cos(\Phi - \omega).$$

Durch passende Wahl des Koordinatensystems können wir $\omega = 0$ setzen.

$$u_0 = C \cos(\Phi - \omega) + \frac{G m_1}{M^2},$$

oder

$$u = u_0 = \frac{G m_1}{M^2}[1 + e \cos(\Phi - \omega)]$$

$$= \frac{1}{k}[1 + e \cos(\Phi - \omega)] \qquad (10)$$

$$u_0^2 = \frac{1}{k^2}[1 + 2e \cos(\Phi - \omega)].$$

Diese erste Approximation von $u^2 = u_0^2$ setzen wir in (9) ein und erhalten:

$$\frac{d^2 u}{d\Phi^2} + u - \frac{3\alpha}{k^2}[1 + 2e\cos(\Phi - \omega)] - \frac{G m_1}{M^2} = 0. \qquad (11)$$

Für die zweite Annäherung vernachlässigen wir die Konstante

$$-\left(\frac{3\alpha}{k^2} + \frac{G m_1}{M^2}\right)$$

und schreiben:

$$\frac{d^2 u_1}{d\Phi^2} + u_1 = \frac{6\alpha e}{k^2} \cos(\Phi - \omega) = C \cos(\Phi - \omega),$$

wobei

$$C = \frac{6\alpha e}{k^2}.$$

Eine Lösung dieser Gleichung ist

$$u = u_1 = \frac{C}{2}\Phi \sin(\Phi - \omega) = \frac{3\alpha e}{k^2}\Phi \sin(\Phi - \omega). \qquad (12)$$

Mit hinreichender Annäherung erhalten wir die Summe:

$$u = u_0 + u_1 = \frac{1}{k}[1 + e\cos(\Phi - \omega)] + \frac{3\alpha e \Phi}{k^2}\sin(\Phi - \omega)$$

$$= \frac{1}{k}[1 + e\cos(\Phi - \omega)\cos\delta\omega + e\sin(\Phi - \omega)\sin\delta\omega],$$

wo die kleine Größe

$$\sin\delta\omega = \delta\omega = \frac{3\alpha\Phi}{k},$$

oder

$$u = \frac{1}{k}[1 + e\cos(\Phi - \omega - \delta\omega)].$$

Wir setzen $\Phi - \omega = \tau$ und $-\delta\omega = \delta\tau$. Dann gilt:

$$u = \frac{1}{k}[1 + e\cos(\tau - \delta\tau)].$$

Das Perihelium rückt in einer Revolution vor um:

$$\frac{\delta\tau}{\tau} = \frac{\delta\omega}{\omega - \Phi} = -\frac{\delta\omega}{\Phi} = -\frac{3\alpha}{k}.$$

Dieses Resultat aber, welches zum Teil das Vorrücken des Periheliums des Merkurs erklärt (40″ in hundert Jahren), beweist nicht viel, solange als die Störung der Merkurbahn nicht berechnet ist nach den hier benutzten Bewegungsgesetzen. Die gleiche Bemerkung aber, so scheint mir, gilt für den entsprechenden Teil der Relativitätstheorie.

In diesen Zeilen habe ich versucht, auf der Grundlage der Quantentheorie des Lichts die Verschiebung der Spektrallinien nach dem roten Ende des Spektrums, die Biegung eines Lichtstrahles um die Sonnenscheibe und die Rotation des Periheliums des Merkur zu erklären. Ich bin mir der Unvollkommenheit dieses Versuches wohl bewußt, hoffe aber, daß, wenn einst die Forschung die Doppeltheorie des Lichtes überwunden haben wird, einige dieser Gedanken wieder benutzt werden können.

Urbana, Illinois, University of Illinois.

Tagesereignisse.

Einführung des Begriffes „Halbschwingung" bei Zeitmessern. Auf der Mitgliederversammlung der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V. am 12. Januar 1929 in Berlin wurde vorgeschlagen, den Begriff der Halbschwingung für Gangregler von Uhren offiziell einzuführen und als maßgebend zu betrachten. Dieser Vorschlag bezweckt die Beseitigung des störenden Gegensatzes, in dem sich bezüglich der Bezeichnungsweise die Uhrentechnik gegenüber allen anderen Zweigen der Technik und gegenüber der Wissenschaft bisher befindet, denn in der Uhrmacherei wird bislang derjenige Vorgang, den man sonst überall „Halbschwingung" nennt, als „Schwingung" bezeichnet. Die Mitgliederversammlung stimmte dem Vorschlage grundsätzlich einstimmig zu; jedoch wurde die offizielle Einführung des Begriffes der Halbschwingung von der Veröffentlichung des Beschlusses in der Fachpresse und von der Bearbeitung von etwa eingehenden Einsprüchen durch den wissenschaftlichen Ausschuß der Gesellschaft abhängig gemacht. Inzwischen ist nun die Angelegenheit in dem genannten Ausschuß behandelt und von anderer Seite auch bereits in einem Teil der Fachpresse erörtert worden. Der wissenschaftliche Ausschuß hat bisher dem Beschluß der Mitgliederversammlung nichts hinzuzufügen. Dieser Beschluß der Mitgliederversammlung wird deshalb hiermit zur allgemeinen Kenntnis gebracht. Äußerungen zu der Angelegenheit und etwaige Einsprüche mit Begründung werden bis zum 31. März 1930 an den Obmann des wissenschaftlichen Ausschusses, Prof. Dr. Mahnkopf, Potsdam, Geodätisches Institut, erbeten. Erläuternd möge noch bemerkt werden, daß nicht eine Änderung des bisherigen Begriffes „Sekundenpendel" usw. beabsichtigt wird, sondern lediglich die Änderung des bisherigen Begriffes „Schwingung" in „Halbschwingung". Man würde dann also in Zukunft z. B. sagen, daß ein Sekundenpendel in der Sekunde eine Halbschwingung ausführt.

Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Tübingen Dr. Ch. Gerthsen für Physik, an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Fritz Stather für organisch-technische Chemie.

Ernannt: Der Privatdozent der Chemie an der Universität Berlin Dr. Friedrich Karl Bonhoeffer zum a. o. Professor ebenda, der ord. Professor der Mathemathik an der Universität Halle Dr. Helmut Hasse in gleicher Eigenschaft an die Universität Marburg, Dr. Josef Lindner zum ord. Professor der Chemie an die Universität Innsbruck, der Professor der organischen Chemie an der Universität London Robert Robinson zum Professor der Chemie an der Universität Oxford, der ord. Professor der Physikalischen Chemie an der Technischen Hochschule Breslau Dr. Arnold Eucken in gleicher Eigenschaft an die Universität Göttingen, Professor Malc M. Haring zum Professor für Physikalische Chemie an der Universität College Park Maryland, H. V. Meyer vom National Research Council in Yale zum Professor für analytische Chemie an der Ohio University.

Ehrung: Der ord. Professor für Physik an der Universität von Calcutta Dr. Chandrasekhar Vernkataram Raman wurde zum Ehrendoktor der Universität Freiburg i. Br. ernannt. Die Hughes Medaille der Royal Society wurde dem ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Tübingen Dr. Hans Geiger verliehen.

Gestorben: Der ord. Professor der mechanischen Technologie (Textilindustrie) von der Technischen Hochschule Dresden Geh. Hofrat Dr. Ernst Müller, der frühere Präsident der Royal Astronomical Society Patrick Henry Hepburn in Keswick, der ord. Professor der Physik an der Universität von Chicago Albert Abraham Michelson.

Angebote.

Jüngerer Physiker

ungarischer Staatsbürger, für industriellen Betrieb gesucht

Offerten mit Lebenslauf u. Gehaltsansprüchen unter **S. H. 22** an den Verlag dieser Zeitschrift

Gesuche.

Techn. Physiker

Dipl.-Ing., 27 Jahre, 2 Jahre Praxis bei führender Spezialfirma der Nachrichtenbranche

sucht

Assistentenstelle

an physikalischem oder schwachstromtechnischem Institut; Hintansetzung der Gehaltsansprüche bei Ermöglichung des Doktorierens.

Offerten unter S. H. 23 an den Verlag dieser Zeitschrift.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig